

Beiträge zur direktantastenden Interferometrie in der optischen Form- und Längenmesstechnik

DISSERTATION
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktoringenieur
(Dr.-Ing.)

vorgelegt der
Fakultät für Maschinenbau der
Technischen Universität Ilmenau

von Herrn
M. Sc. Vinzenz Ullmann

1. Gutachter: Univ.-Prof. Dr.-Ing. habil. Eberhard Manske
2. Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Rainer Tutsch
3. Gutachter: Dr.-Ing. Denis Dontsov

Tag der Einreichung: 12.10.2018
Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 30.09.2019

Vorwort

Die nachfolgend dokumentierten Untersuchungen und Entwicklungen wurden am Institut für Prozessmess- und Sensortechnik der Technischen Universität Ilmenau durchgeführt. Für das große, entgegengebrachte Vertrauen und die Chance, einen Anteil an den laufenden Forschungsarbeiten am Institut beitragen zu dürfen, bedanke ich mich von ganzem Herzen bei meinem betreuenden Hochschullehrer Prof. Dr.-Ing. habil. Eberhard Manske. Neben der wertvollen Unterstützung danke ich ihm vor allem für die gewinnbringenden fachlichen Diskussionen und Anregungen einerseits und für das sehr freundliche Arbeitsklima im Fachbereich andererseits. Letzteres ist selbstverständlich auch den vielen netten Kollegen zu verdanken, die mich über all die Jahre im Fachbereich begleitet haben. Vielen Dank für die Unterstützung.

Ein großer Dank gilt für das ebenfalls kollegiale und freundschaftliche Arbeitsklima am Institut, welches in der heutigen Zeit keine Selbstverständlichkeit darstellt, dem bereits erwähnten Prof. Dr.-Ing. habil. Eberhard Manske, dem Institutsleiter Prof. Dr.-Ing. habil. Thomas Fröhlich und Prof. Dr.-Ing. habil. Roland Füßl. Besonderer Dank für die vielen fachlichen Gespräche zur Signalverarbeitung, zur Interferometrie, zur Optik und zur Messtechnik gilt an dieser Stelle Dr.-Ing. Uwe Gerhardt, Dipl.-Ing. Norbert Hofmann, Dr.-Ing. Michael Kühnel, M. Sc. Norbert Rogge, Dr.-Ing. Andreas Müller und Dr.-Ing. Christian Sternkopf. Weiterhin danke ich meinen Kollegen Dr.-Ing. Detlef Heydenbluth, Dr.-Ing. Michael Domhardt, Dipl.-Ing. Silke Augustin, Dr.-Ing. Suren Vasilyan, Dipl.-Ing. Gunter Krapf, Dipl.-Ing. Oliver Birli, Dr.-Ing. Paul Köchert, Dipl.-Ing. Ingo Ortlepp, Dipl.-Phys. Ulrike Blumröder und M. Sc. Folker Schwesinger für die tolle Zusammenarbeit im Fachbereich.

Im Rahmen einer umfangreichen und über mehrere Jahre hinweg laufenden Forschungstätigkeit gibt es viele Aufgaben, die ohne die Kollegen in Technik und Verwaltung nicht realisierbar gewesen wären. Aus diesem Grund bedanke ich mich herzlich bei Cordula Höring, Sybille Bräuning und Mathias Röser für ihr großartiges Engagement und ihre Hilfsbereitschaft. Gleiches gilt für die Kollegen in der mechanischen Werkstatt der Fakultät MB und der Verwaltung der Fakultät. Für die vielen kleinen Beiträge, die im Rahmen ihrer betreuten studentischen Abschlussarbeiten zu dieser Arbeit zusammengetragen wurden, bedanke ich mich in chronologischer Reihenfolge bei: M. Sc. Sherif Emam, M. Sc. Olha Zahurska, M. Sc. Ole Richartz, M. Sc. Tom Walther und M. Sc. Christoph Seifert. Für die Unterstützung bei Arbeiten (Unterabschnitt 4.2.1) und Zuarbeiten am ZMN der TU Ilmenau bedanke ich mich herzlich bei Dr. Arne Albrecht und dem ZMN-Team.

Für die liebevolle Unterstützung und die Ermutigungen in allen Lebenslagen der zurückliegenden Jahre bedanke ich mich bei meiner großen Liebe, Christina, meinen lieben Eltern Christiane und Matthias, bei meinen Geschwistern Friederike, Claudius und Paul-Vivian, sowie bei meiner lieben Oma Gretel. Dank gilt auch meinen Freundeskreisen aus Mühlhausen und Ilmenau für die tolle und bereichernde gemeinsame Zeit.

Zusammenfassung

In der vorliegenden Dissertationsschrift werden drei neue interferometrische Messanwendungen in der Form- und Längenmesstechnik entwickelt und untersucht, die auf einer optischen Direktantastung technischer Oberflächen beruhen. Die angetasteten Oberflächen unterscheiden sich in Form, Rauheit und Reflexionsgrad deutlich von ebenen Spiegeln, was eine Anpassung der antastenden Wellenfronten im Interferometer erfordert. Zu den betrachteten Anwendungen gehören eine interferenzoptische Rundheits- und Rundlaufmessung, eine interferenzoptische Durchmesser-messung an Leerringen und eine interferenzoptische Kavitätslängenmessung.

Für die Realisierung der interferenzoptischen Anwendungen wurden vier technische Konzepte abgeleitet, miteinander kombiniert und in Technologiedemonstratoren umgesetzt. Das erste technische Konzept ermöglicht eine interferenzoptische Direktantastung gekrümmter Oberflächen durch die Anpassung der Wellenfronten im Messstrahl an die Oberflächenform. Dies wird durch die Einbindung einer adaptiven Optik erreicht. Das zweite Konzept sieht die Kopplung eines Laserinterferometers mit einem Weißlichtinterferometer vor, um eine absolute optische Längenmessungen mit hoher Präzision (Auflösung im Nanometerbereich) und einem großen Messbereich (mehrere hundert Millimeter) durchführen zu können. Das Weißlichtinterferometer wird gemäß dem dritten technischen Konzept mit kompakten, sehr langlebigen, lichtwellenleitergekoppelten LEDs betrieben, die ein breiteres optisches Spektrum aufweisen als Superlumineszenzdiolen (SLD), aber auch eine geringere Lichtausgangsleistung. Um im Weißlichtinterferometer ausreichend Lichtleistung zur Erzeugung von Interferenzsignaturen zur Verfügung stellen zu können, werden Multimode-Lichtwellenleiter (MM-LWL) eingesetzt. Diese MM-LWL verursachen aufgrund von Speckle-Effekten einen kontrastmindernden Effekt im Weißlichtinterferometer, der sich auf die geeignete Einstellung der Interferenzstreifenbreite auswirkt. Dieser Effekt wurde untersucht und mathematisch modelliert, um die Interferometerkonstruktion zu optimieren. Das vierte technische Konzept beschreibt den Einsatz achromatisch polarisierender Optikelemente im Weißlichtinterferometer. Es werden die Eigenschaften dieser achromatischen Optiken und deren Vorteile für eine effiziente Strahlführung im Weißlichtinterferometer untersucht und beschrieben.

Neben einem Funktionsnachweis der interferenzoptischen Durchmesser-messung wurden für die interferenzoptische Rundheits- und Rundlaufmessung und die interferenzoptische Kavitätslängenmessung automatisierte Messprozesse umgesetzt, die anschließend messtechnisch charakterisiert werden konnten. Für Messergebnisse einer interferenzoptischen Rundheits-messungen wird eine erweiterte Messunsicherheit von $U = 50 \text{ nm}$ ($k = 2$ u. $P = 95 \%$) erreicht. Eine interferenzoptische Längenmessung an einer Kavität mit dem Nennmaß von $l = 10 \text{ mm}$ in der Nanopositionier- und Messmaschine NMM-1 garantiert Messergebnisse mit einer erweiterten Messunsicherheit von $U = 5 \text{ nm}$ ($k = 2$ u. $P = 95 \%$).

Abstract

This PhD thesis describes new approaches for interferometric measurements on machine-made surfaces to realize three applications of form and length measurement processes. The measuring object surfaces under optical contact differ from a plane shape and their shapes have an increased roughness, a curved profile or a reduced reflectivity compared to plane mirrors. Hence, the interferometers in use require additional optical components to adapt the wave fronts for measuring under these special surface conditions. In research experiments, there are three different optical measurement applications developed and constructed to demonstrate interferometric roundness and concentric runout measurements, interferometric diameter measurements on ring gauges and interferometric cavity length measurements.

Furthermore, four technologic concepts are developed, combined and included to the measurement demonstrators for the realization of the new interferometric applications. The first concept uses an adjustable cylindrical lens system to measure directly on the curved shapes of the inner ring gauge surface. The second concept combines a relative laser interferometer with an absolute low coherence interferometer (white light interferometer). Thus, it will be possible to measure absolutely in long ranges (hundreds of millimeters) with very high precision (nanometer resolution) compared to absolute references (low coherence interference signatures). In addition, the third technologic concept postulates the use of compact, durable and fiber-coupled light-emitting diodes. These LEDs emit light with an increased spectral width than the light of super luminescence diodes (SLD). Unfortunately, the optical power output of these LEDs is very low caused by the low luminous density. Hence, multimode fibers are coupled to the LED instead of single mode fibers. In result the white light interferometers get enough light to generate the fringe pattern. Multimode fibers induce an interference contrast reduction during the adjustment of the fringe pattern step caused by speckle effects. The effect of speckles to the fringe pattern contrast is described mathematically and investigated by experiments to optimize the white light interferometer constructions with the measured results. The fourth concept describes an implementation of achromatic polarizing optics on the white light interferometers. Their characteristics provide the advantage of an efficient beam guiding in the interferometers to save optical power.

This thesis contains a proof of concept for the interferometric diameter measurements on ring gauges. For the interferometric roundness and concentric runout measurements and for the interferometric cavity length measurements there are automated processes realized and characterized in further experiments. Results of interferometric roundness measurements are given with an extended uncertainty of $U = 50 \text{ nm}$ ($k = 2$ and $P = 95 \%$). Interferometric cavity length measurements on a cavity length $l = 10 \text{ mm}$ deliver results with an extended uncertainty of $U = 5 \text{ nm}$ ($k = 2$ and $P = 95 \%$) by utilizing the nano positioning and measuring machine NMM-1.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Motivation	1
1.2	Allgemeine Zielstellung	3
1.3	Aufbau der Arbeit	4
2	Interferenzoptische Rundheits- und Rundlaufmessung	5
2.1	Grundlagenbetrachtungen zur Laserinterferometrie	8
2.1.1	Interferenz optischer Wellen	9
2.1.2	Homodyn-Planspiegelinterferometer	12
2.1.3	Signalerfassung und Signalverarbeitung im Planspiegelinterferometer	14
2.2	Interferenzoptisches Messprinzip an gekrümmten Oberflächen	15
2.2.1	Interferometrische Doppelanordnung im Messsystem	16
2.2.2	Korrektur der Leerringlage	17
2.3	Entwurf des interferenzoptischen Messsystems	20
2.4	Aufbau des Demonstrators	21
2.5	Verarbeitung der Rundheitsmessdaten	23
2.5.1	Datenaufnahme und Datenvorverarbeitung	24
2.5.2	Lagerfehlerkorrektur	25
2.5.3	Harmonische Analyse	26
2.6	Messtechnische Charakterisierung	28
2.6.1	Rundlaufmessung des Drehtisches	28
2.6.2	Reproduzierbarkeit des Rundlaufs	29
2.6.3	Systematische Zusammenhänge	31
2.7	Messunsicherheit der Rundheitsmessung	33
3	Interferenzoptische Durchmesser- und Durchmessermessung an Leerringen	37
3.1	Grundlagenbetrachtungen zur Weißlichtinterferometrie	38
3.1.1	Dispersion	40
3.1.2	Polarisation von Licht	41
3.1.3	Polarisatoren	42
3.1.4	Achromatische Polarisation	44
3.2	Auswahl kurzkohärenter Lichtquellen	45
3.2.1	Technische Eigenschaften der ausgewählten LEDs	48
3.2.2	Eigenschaften der eingesetzten Lichtwellenleiter (LWL)	50
3.2.3	Kollimation des Lichtstrahls	52

3.3	Prinzip der absoluten interferenzoptischen Längenmessung	52
3.4	Entwurf des polarisationsoptischen Tandem-Weißlichtinterferometers	54
3.4.1	Achromatisch polarisierende Optikelemente	59
3.4.2	Justierung des optischen Systems	61
3.5	Realisierung der interferenzoptischen Antastung eines Leerringdurchmessers . . .	63
3.5.1	Interferenzoptische Unterschiedsmessung am Leerringdurchmesser	63
3.5.2	Absolute interferenzoptische Durchmesser messung	65
3.6	Verarbeitung der Weißlichtsignaturen	67
3.6.1	Signaturerfassung mittels CMOS-Kamera	68
3.6.2	Algorithmus zur Nullpunktdetektion	69
3.7	Reproduzierbarkeitsmessung der Referenzspiegelposition	71
3.8	Entwicklungsstrategie für Weißlichtinterferometer	72
4	Interferenzoptische Kavitätslängenmessung	75
4.1	Entwurf des polarisationsoptischen Michelson-Weißlichtinterferometers	76
4.2	Voruntersuchungen am polarisationsoptischen Michelson-Weißlichtinterferometer .	78
4.2.1	Optische Bauteile zum Dispersions- und Totstreckenausgleich	79
4.2.2	Interferenzkontrastminderungen durch Speckle	81
4.2.3	Untersuchung und Optimierung der Weißlichtsignaturen	89
4.3	Messwerterfassung bei großen Schrittweiten	95
4.4	Messaufbau der Kavitätslängenmessung	98
4.5	Automatisierung der Kavitätslängenmessung	102
4.6	Messergebnisse und Ansatz der ganzheitlichen Kavitätslänge	106
4.6.1	Bestimmung der mittleren Kavitätslänge im Labordemonstrator	106
4.6.2	Bestimmung der mittleren Kavitätslänge in der NPM	108
4.6.3	Erfassung der ganzheitlichen Topologie	113
4.7	Messunsicherheit der Kavitätslängenmessung	114
4.7.1	Messunsicherheitsbetrachtung für die Labormessung	118
4.7.2	Messunsicherheitsbetrachtung für die NPM-Messung	119
4.7.3	Vergleich der Messergebnisse aus Labor- und NPM-Messung	122
5	Zusammenfassung und Ausblick	127
5.1	Zusammenfassung der Untersuchungskomplexe	127
5.2	Ausblick auf weiterführende Arbeiten	129
	Verzeichnis der Formelzeichen und Abkürzungen	131
	Abbildungsverzeichnis	137
	Tabellenverzeichnis	141
	Literaturverzeichnis	143
	Anhang	

A	Ergänzungen zur interferenzoptischen Rundheits- und Rundlaufmessung	151
B	Ergänzungen zur interferenzoptischen Durchmesser- messung	155
B.1	Optische Gläser	155
B.2	Eigenschaften achromatisch polarisierender Bauelemente	157
B.3	Angaben zu den verwendeten Lichtwellenleitern	157
C	Ergänzungen zur interferenzoptischen Kavitätslängenmessung	159
C.1	Herleitungen zum maximal erreichbaren Interferenzkontrast	159
C.2	Benutzeroberfläche für die durchgeführten WLI-Messungen	161
C.3	Ablaufsteuerung der Kompensationsmessung	161
C.4	Ablaufsteuerung der Kavitätslängenmessung	163
C.5	Ergänzende Messdaten zur Kavitätslängenmessung	167
C.6	Aufbau der Glaskavität	168

1 Einleitung

Für die Erfassung geometrischer Parameter eines Messobjektes stehen verschiedenste Messverfahren zur Verfügung, die sich im Wesentlichen in taktile und berührungslose Antastverfahren unterteilen lassen. Taktile Messverfahren erfordern einen mechanischen Kontakt zur Messobjektoberfläche, welcher zu ungewünschten Deformationen am Messobjekt oder zu Verschleiß am Tastelement führt [1]. Diese Deformationen sind in der Mikro- und Präzisionsfertigungstechnik zu vermeiden. Darüber hinaus führen sie zu unvermeidbaren Messabweichungen, die eine Grenze für die Präzision von etablierten taktilen Messverfahren darstellen. Berührungslose, insbesondere optische Messverfahren in der Form- und Längenmesstechnik nutzen hingegen rückwirkungsfreie Wechselwirkungen elektromagnetischer Wellen zwischen dem Sensorsystem und dem anzutastenden Messobjekt. So werden mechanische Beschädigungen am Messobjekt vermieden [2]. Beispiele für ein geeignetes optisches Messverfahren finden sich in der Interferometrie. Die physikalischen Grundlagen der Interferometrie basieren auf der Überlagerung von Teillichtwellen, welche wiederum durch Wechselwirkungen zwischen Lichtwellen und Materie beeinflusst werden. Das messtechnische Potenzial interferometrischer Messverfahren wird aus wissenschaftlicher Sicht in der Industrie noch nicht vollends ausgeschöpft, was sich am relativ geringen, aber steigenden Verbreitungsgrad gegenüber taktilen Verfahren in der Fertigungsmesstechnik zeigt. Die Ursachen für diesen Umstand liegen in höheren Investitionskosten und sicherlich auch in begrenzter Erfahrung im prozesssicheren Einsatz interferometrischer Technologien. Aber insbesondere die interferometrischen Messverfahren bieten hier ein enormes Potenzial zur Steigerung der Präzision in der Durchführung von Form- und Längenmessungen ([3], S.153). Die fortschreitende technische Entwicklung auf den Gebieten der Lichtquellen und der Digitalkameratechnik steigern zusätzlich das messtechnische Potenzial insbesondere im Hinblick auf die Parallelisierung von Messprozessen, die die Grundlage für eine ganzheitliche Erfassung der geometrischen Parameter von Messobjekten bilden. Die folgenden Beiträge auf den Gebieten der Laser- und Weißlichtinterferometrie zielen auf eine Umsetzung dieses Potenzials in moderne, wirtschaftliche Messverfahren ab, die eine berührungslose Erfassung von Form und Länge an Objekten durch eine Direktantastung ihrer technischen Oberflächen erlauben.

1.1 Motivation

Zur Einordnung der Motivation für die Durchführung der nachfolgenden Entwicklungen und Untersuchungen auf dem Gebiet der berührungslosen optischen Messverfahren muss zunächst betrachtet werden, wo im Vergleich die Grenzen taktiler Messverfahren liegen, die eine Steigerung der Präzision ohne den einhergehenden Verlust der Messdynamik verhindern. Natürlich besitzen

taktile direktantastende Messverfahren berechtigterweise eine lange Tradition [2] und sind aus wirtschaftlicher Sicht auch zukünftig unverzichtbar, da sie sehr einfach und damit kostengünstig für ein sehr großes Spektrum an unterschiedlichen Messaufgaben anwendbar sind. Dazu zählen die taktile Endmaßmessung, die taktile Koordinatenmessung, die Oberflächen- und Rauheitsmessung sowie die Formmessungen (z.B. Rundheit, Geradheit, Zylinderform). Das Tastelement (Kugel, Spitze, Cantilever) wird in Berührung mit der Oberfläche des Messobjektes gebracht. Für Messungen mit hoher Präzision muss die Tastspitze immer mit einer konstanten und bekannten Messkraft an die Oberfläche gedrückt werden. Die Tastspitze wird durch Kontakt mit der Messobjektoberfläche ausgelenkt, wobei eine Nachführung des Tasters eine konstante Antastkraft ermöglichen soll. Die relative Lageänderung wird optisch, kapazitiv, induktiv oder mechanisch erfasst und in ein elektrisches Messsignal umgewandelt, welches für die rechentechnische Auswertung nutzbar ist (vgl. [4], S.269). Eine AD-Wandlung sorgt für die Digitalisierung des elektrischen Signals, die eine Weiterverarbeitung ermöglicht (Filtern, Speichern). Eine zusätzliche Relativbewegung zwischen Tastelement und Messobjektoberfläche initiiert ein scannendes Messen entlang einer Linie oder Kurve. Höhenunterschiede zwischen benachbarten Messpunkten werden erfassbar. Die erreichbare Präzision der Messung hängt dabei jedoch von einer Vielzahl verschiedener Einflüssen ab. Dabei hat beispielsweise die Geometrie des Tastelementes einen Einfluss, da dessen Abmessungen und Form als Tiefpass-Filter bei einer scannenden Messung wirken oder bei einer Absolutmessung gar direkt in das Messergebnis eingehen. Die erfasste Form einer Oberfläche wird auf diese Weise durch die Geometrie der Tastspitze mitbestimmt [5]. Der ermittelte umlaufende Tastkugelhradius bestimmt somit die erreichbare Präzision einer 3D-Koordinaten- oder Längenmessung. Weiterhin darf der Kontakt für Messungen mit höchster Präzision zwischen Tastelement und Messobjektoberfläche nicht unterbrochen werden. Mit der dazu notwendigen Antastkraft entscheidet sich im Verhältnis zum Spitzenradius, ob es lediglich zu elastischer Verformung oder zu plastischer Verformung an der Messobjektoberfläche kommt. Dies ist einer der größten Nachteile gegenüber berührungslos antastenden Verfahren, da eine Beeinflussung des Messobjekts stattfinden kann (vgl. Abbildung 1.1). Hierzu zählen auch Verformungen der Messobjektoberfläche durch physikalischen und chemischen Abtrag [6], [7]. Gleichzeitig ist es auch möglich, dass die Tastspitze einem physikalischen oder chemischen Verschleiß während der Messung unterliegt, je nach Materialpaarung von Tastelement und Messobjektoberfläche [1], [6]. Ein weiterer großer Nachteil taktiler Messungen ist außerdem die nur bedingt mögliche Parallelisierung von Messvorgängen. Dies schränkt die erzielbare Messdynamik ein.

In der Industrie, insbesondere im Lehrenbau, besteht die Forderung auf eine erhöhte Präzision in angewandten Verfahren der Form- und Längenmesstechnik, die verfügbare taktile Verfahren nicht erzielen können. Die Toleranzvorgaben der technischen Erzeugnisse (z.B. Lehrringe) liegen hier bereits in der gleichen Größenordnung wie die Messunsicherheit der Messergebnisse mit erhältlichen taktilen Messgeräten. Berührungslose optische Messverfahren besitzen das Potenzial, einen Großteil der Grenzen taktiler Messsysteme zu überwinden und damit die mögliche Präzision in den Messungen zu steigern. Neben einer wechselwirkungsfreien Antastung lassen sich parallelisierte Messungen durchführen, da mit der Entwicklung von Fotodioden hin zu CCD- und CMOS-Arrays (Digitalkameras) die Möglichkeit geschaffen wurde, in Einzelmessungen Millionen an Messpunkten orts aufgelöst und parallel aufzunehmen. Somit wird die simultane Messung

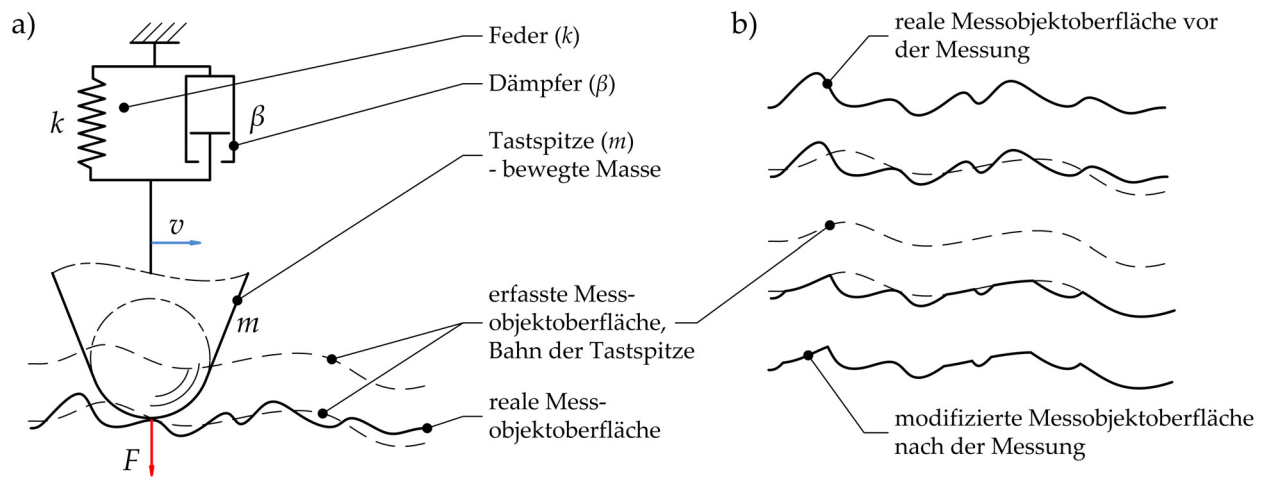


Abbildung 1.1: Taktile Antastung realer Oberflächen: a) taktile Taster mit Relativbewegung zur angetasteten Oberfläche, b) Vergleich zwischen Oberflächenstrukturierung vor Beginn und nach Abschluss der Messung mit dem erfassten Profil

ganzer Objektoberflächen möglich, was Grundvoraussetzung für eine ganzheitliche Erfassung der Messobjektgeometrie ist. Eine optische Messung kann an derselben Stelle unter gleichen Bedingungen wiederholt durchgeführt werden. Auch der Arbeitsabstand ist dank anpassbaren oder austauschbaren optischen Systemen variabel, was einerseits bei einer Erhöhung des Abstandes Bauraum für weitere Systeme schafft, andererseits aber auch Schutz vor ausgehenden Gefährdungen durch das Messobjekt bietet (z. B. hohe Temperaturen des Messobjektes).

Aufgrund des gegebenen Potenzials berührungsloser Verfahren, insbesondere der Interferometrie, sollen mit dieser Arbeit technische Prinzipien zur optischen Direktantastung in der Form- und Längenmesstechnik entwickelt und in geeignete Messanwendungen überführt werden. Der in dieser Arbeit vorgesehene Ansatz zur Substitution taktile Messverfahren durch optische Messsysteme besteht im Einsatz der Laser- und Weißlichtinterferometrie.

1.2 Allgemeine Zielstellung

Seit vielen Jahren bilden die Laser- und Weißlichtinterferometrie Forschungsschwerpunkte am Institut für Prozessmess- und Sensortechnik, da sie aufgrund ihrer hohen Auflösung und ihrem kompakten Aufbau zu den zentralen Messverfahren der Nanopositionier- und Nanomesstechnik gehören [8]. Während Laserinterferometer aufgrund ihres großen Messbereichs für die nanometergenaue Positionierung von Messobjekten eingesetzt werden können, werden Weißlichtinterferometer vorwiegend in Sensorsystemen verwendet, um z.B. die Geometrien von Mikrostrukturen in der Halbleitertechnik zu erfassen [9] (z.B. Mirau-Interferometer). Die Erfahrungen und Entwicklungen am Institut auf diesem Gebiet stellen den Ausgangspunkt für die zu realisierenden Ziele dar.

Ziel der Arbeit ist die Weiterentwicklung optisch direktantastender Interferometer. Mit der Direktantastung bezieht man sich auf die direkte Interaktion des Messstrahls eines Interferometers mit

der Messobjektoberfläche, die in ihrer Beschaffenheit (Rauheit, Form) und im Reflexionsgrad ρ nun deutlich von einer ebenen Spiegelfläche abweicht. Zu den zu realisierenden Anwendungen zählen eine interferometrische Rundheits- und Rundlaufmessung (Kapitel 2), eine absolute interferometrische Durchmesser messung an Leerringen (Kapitel 3) sowie eine optische Kavität slängenmessung (Kapitel 4). Für die erstgenannte Anwendung, der Rundheits- und Rundlaufmessung, soll eine zylindrisch gekrümmte Oberfläche laserinterferometrisch angetastet werden. Gleiches gilt für die interferometrische Durchmesser messung an Leerringen, jedoch erfordert der absolute Charakter der vorgesehenen Messung einen neuen Ansatz unter Einbezug und Einsatz der Weißlichtinterferometrie. Für die dritte Anwendung sollen Grenzflächen lichtdurchlässiger Bauteile aus Glas direkt interferometrisch angetastet werden. Dies kann unter Nutzung der Teilreflektivität der Grenzflächen an Brechzahlübergängen (Luft-Glas, Glas-Luft) gelingen. Das Vorhaben stellt aber auch besondere Anforderungen an das zu verwendende interferometrische Prinzip, da die Grenzflächen ($\rho = 4\%$) nur einen Bruchteil der Reflexionsgrade von Planspiegeln ($\rho > 99\%$) besitzen.

1.3 Aufbau der Arbeit

Die schriftliche Arbeit gliedert sich in drei anwendungsorientierte Komplexe auf, die durch die Kapitel „Interferenzoptische Rundheits- und Rundlaufmessung“ (Kapitel 2), „Interferenzoptische Durchmesser messung an zylindrischen Körpern“ (Kapitel 3) und „Interferenzoptische Kavität slängenmessung“ (Kapitel 4) repräsentiert werden. Diese Dreiteilung wird bewusst gewählt, da sich die messtechnischen Anwendungen, für die eine interferenzoptische Direktantastung des Messobjekts gefordert wird, unterscheiden und somit auch drei unterschiedliche Messaufbauten erfordern werden. Die Kapitel sind in sich jedoch „klassisch“ strukturiert, geben eingangs jeweils eine Erweiterung der allgemeinen Motivation und spezifizieren die geplante messtechnische Anwendung sowie den zugehörigen Stand der Technik. Aus letzterem erfolgt in der Erweiterung der allgemeinen Zielstellung die Ableitung von Anforderungen an das zu realisierende direktantastende interferometrische Messsystem sowie die Ableitung von Untersuchungsschwerpunkten. Die einzelnen Abschnitte eines Kapitels strukturieren jeweils den Lösungsweg von den für die Anwendung relevanten physikalisch technischen Grundlagen, über den Entwurf von Funktionsprinzipien bis hin zur technischen Realisierung. Den Abschluss bildet entweder eine messtechnische Charakterisierung (Kapitel 2 und 4) oder ein Funktionsnachweis (Kapitel 3) des realisierten Messsystems. Jedes Hauptkapitel ist in sich abgeschlossen, jedoch ist die Reihenfolge nicht beliebig, da Erkenntnisse und Teillösungen insbesondere der optischen Prinzipie und der angewandten Algorithmen zur Messdatenerfassung von einem Untersuchungskomplex in den nächsten überführt werden, dort erneut zur Anwendung kommen und erweitert werden.

2 Interferenzoptische Rundheits- und Rundlaufmessung

In der Fertigungsmesstechnik, speziell in der Formmesstechnik, gibt es eine Vielzahl an Messaufgaben, bei denen lediglich relative Abweichungen erfasst werden müssen. Hierzu zählen auch die Bestimmung der Rundheit an zylindrischen Messobjekten und der Rundlauf von Drehtischen (Lagerfehler).

Die taktile Rundheits- und Zylinderformmessung wird in der Fertigungsmesstechnik eingesetzt, um Formabweichungen an gedrehten oder rundgeschliffenen Messobjekten zu bestimmen. Die Messung basiert auf der direkten taktilen Oberflächenantastung der zylindrischen Messobjekte, die sich währenddessen in einer bekannten Relativbewegung zum Tastelement befinden. Zu den Messobjekten zählen u.a. Leerringe und Lehdorne. Die aufgespannten Messobjekte befinden sich auf einem Drehtisch, dessen Aufgabe darin besteht, die Relativbewegung zwischen Messobjektoberfläche und Tastspitze zu erzeugen. Die Tastspitze wird über eine definierte Kraft mit der Messobjektoberfläche gepaart. Wird das Messobjekt in Rotation versetzt, muss die Messspitze dem Profilverlauf der Oberfläche folgen können. Auf diese Weise werden lokale Erhebungen und Vertiefungen in radialer Richtung als Rundheitsabweichungen erfasst [10]. Die Wandlung des relativen Wegsignals in ein elektrisches Signal erfolgt über induktive oder kapazitive Wandler. Das digitalisierte Signal wird mittels Tiefpassfilter weiterverarbeitet, um die Formmesswerte von der Oberflächenstruktur zu trennen [11]. Bei dieser Form der Rundheitsmessung ist es entscheidend, dass die Mittelachse des Messobjekts zuvor in eine konzentrische Lage zur Drehachse des Rundtisches gebracht wird, da die Exzentrizität des Messobjektes direkten Einfluss auf die erfasste Rundheit besitzt. Durch die Möglichkeit der vertikalen Positionierung der Tastspitze (z) mittels zusätzlichen Führungssystems wird eine Zylinderformmessung realisiert (Abbildung 2.1a). Je nach gewählter Erfassungsstrategie werden dabei Rundheitsmessungen in verschiedenen Messebenen mit den erfassten Mantellinien eines Zylinders verknüpft [12].

Da es bei einer taktilen Rundheitsmessung nicht zu einer Unterbrechung des Kontakts zwischen Tastspitze und Messobjekt kommen darf, muss die Tastspitze geregelt an der Messoberfläche nachgeführt werden. Darin liegt bei einem taktil scannenden Messvorgang eine zusätzliche technische Herausforderung und betrifft die erzielbare Messdynamik. So darf die Relativgeschwindigkeit zwischen Tastspitze und Messobjekt nicht beliebig groß gewählt werden, sondern ist auf die Dynamik des Positionsreglers begrenzt. Die Dynamik des Positionsreglers ist aber auch wieder abhängig von der Eigen- und Grenzfrequenz des Tastsystems. Das taktile Tastsystem ist als Masse-Feder-Schwinger anzusehen (Abbildung 2.1b). Um die Antastkräfte gering und möglichst konstant zu halten, wird eine sehr kleine Federkonstante gewählt, da der Messbereich, in dem ausgegeregelt wird, möglichst groß sein sollte. Es wird eine flache Federkennlinie gewählt, damit die Antastkräfte nicht zu stark variieren. Bei kleiner Federkonstante muss die bewegte Masse der Tastspitze ebenfalls klein gewählt werden, um die Eigenfrequenz des Tastsystems zu erhöhen. Je größer die

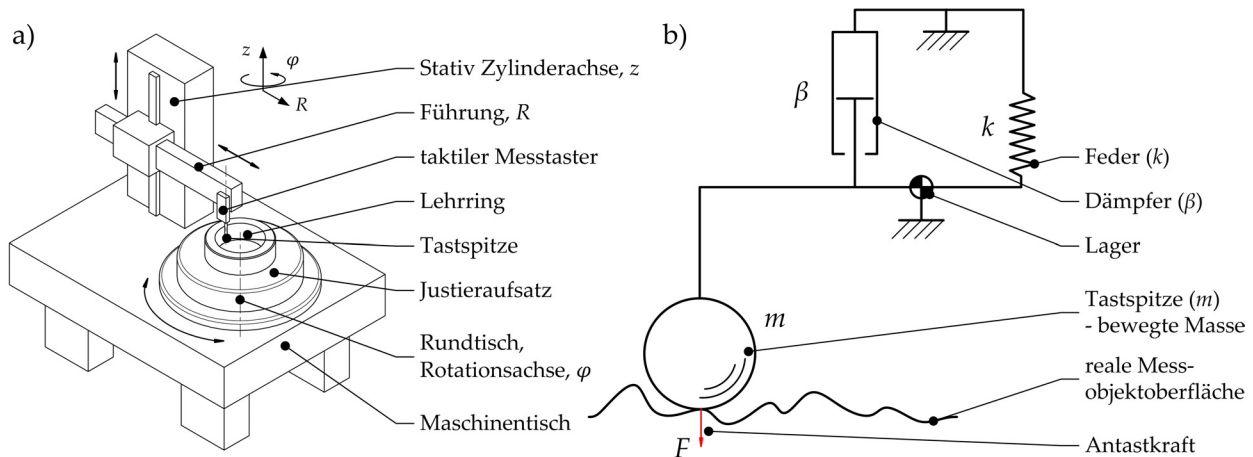


Abbildung 2.1: Taktile Form- und 3D-Koordinatenmessung: a) taktile Formtester für Rundlauf- und Zylinderformmessung, b) technisches Prinzip der taktilen Antastung

Eigenfrequenz ausfällt, desto besser folgt die Tastspitze einer rauen Oberfläche ohne Verlust des Kontakts bei einer scannenden Bewegung. Eine kleine bewegte Masse bedeutet aber auch eine leichte Beeinflussbarkeit gegenüber Verunreinigungen an der Messobjektoberfläche, gegenüber Riefen und Rillen oder gegenüber der statistischen Rauheit der Oberfläche. Es können kurzfrequente Abweichungen aufgezeichnet werden, die nicht der realen Beschaffenheit der Oberfläche entsprechen. In der taktilen Formmesstechnik kommen daher stets Tiefpassfilter zum Einsatz, um diese kurzfrequenten Signalspitzen zu eliminieren. Die Eigenschaften der Filter werden gemäß Richtlinien ausgehend von der Oberflächenrauheit und des Tastspitzenradius festgelegt, z. B. gemäß VDI/VDE-Richtlinie 2631 [13]. Eine taktile Messung bildet daher niemals exakt den realen Oberflächenverlauf des Messobjektes ab, was die erreichbare Präzision der Messung zusätzlich begrenzt.

Neben diesen speziellen Fehlereinflüssen der scannenden Verfahren in der taktilen Formmesstechnik begrenzen auch die in der Einleitung beschriebenen allgemeinen Fehlereinflüsse taktiler Techniken (mechanische Deformation, phys. und chem. Abtrag) die erreichbare Präzision in den Messungen (vgl. Abschnitt 1.2). Gefordert wird daher eine rückwirkungsfreie, abtrags- und verschleißfreie Rundheitsmessung, umgesetzt mit einem interferenzoptischen Messsystem. Laserinterferometer eignen sich für hochauflösende, relative Längenmessungen und damit prinzipiell für die Erfassung von Rundheitsabweichungen. Das zu entwickelnde Messsystem soll mit seinem Messstrahl die Messobjektoberfläche direkt antasten. Zur Reduzierung zufälliger Fehlereinflüsse kann später mehrfach über mehrere Umdrehungen hinweg gemessen werden, da die Oberflächenstrukturen des optisch angetasteten Messobjektes im Gegensatz zur taktilen Messung unverändert bleiben. Daraus ergeben sich auch nach mehreren Umdrehungen vergleichbare und reproduzierbare Rundheitsmessungen [14].

Eine generelle Herausforderung bei Rundheitsmessungen besteht in der Trennung gemessener Oberflächenformabweichungen des Messobjektes von vorliegenden Fehlereinflüssen, die durch die spezielle Messanordnung an einem Drehtisch bedingt werden. Die Achse des zylindrischen Messobjektes muss für die Messungen möglichst kollinear zur Achse des Drehtisches ausgerichtet sein, wobei sich eine Restexzentrizität nicht vermeiden lässt. Diese Exzentrizität erzeugt einen

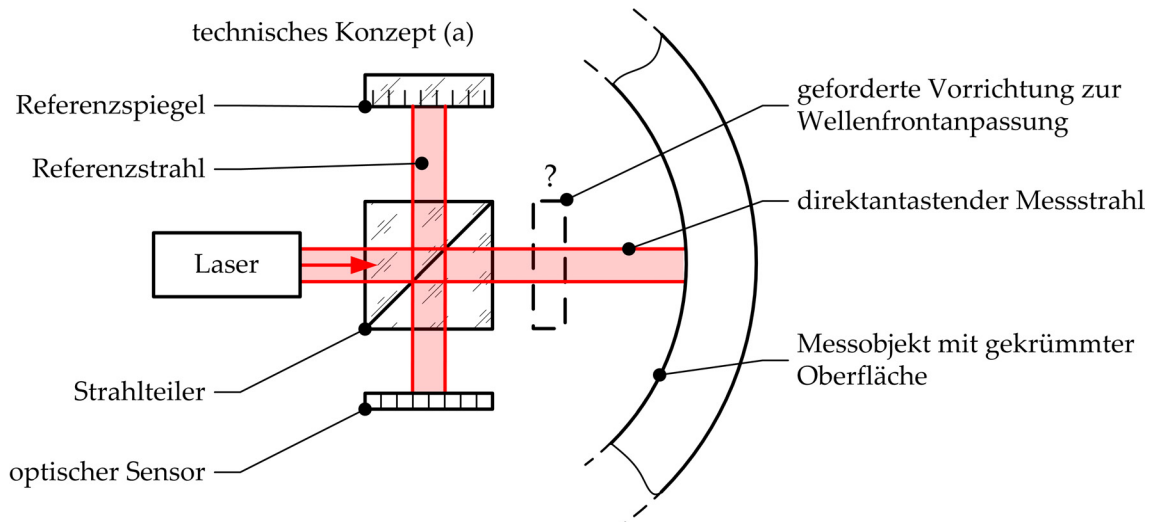


Abbildung 2.2: Technisches Konzept (a): interferenzoptische Direktantastung gekrümmter Oberflächen

zusätzlichen Fehlbetrag. Zusätzlich besitzt auch der Drehtisch kein perfektes Rundlaufverhalten, sondern erzeugt während der Umdrehung ein exzentrisches Auswandern und ein Taumeln der Drehachse, wodurch weitere Fehlbeträge der Rundheitsmessung überlagert werden. Gegenüber der klassischen taktilen Messanordnung mit einem einzelnen Messtaster soll es bei der Überführung in ein optisches Messsystem zu einer Erweiterung in eine 180°-Doppelanordnung kommen. Diese Doppelanordnung lässt, wie sich noch zeigen wird, Untersuchungen zur Exzentrizitätserfassung und zur Rundlaufmessung am einzusetzenden, luftgelagerten Drehtisch zu.

Die vorgesehene interferenzoptische Rundheits- und Rundlaufmessung erfordert die Möglichkeit, technische Oberflächen mit Krümmung direkt anzutasten, welches im nachfolgenden als technisches Konzept (a) bezeichnet wird (Abbildung 2.2). Lehrringe weisen geringe Oberflächenrauigkeiten auf, die eine interferenzoptische Antastung prinzipiell ermöglichen. Allerdings handelt es sich um gekrümmte Oberflächengeometrien, deren Radius je nach angetastetem Messobjekt variabel ist. Aus diesem Grund sieht das technische Konzept (a) eine adaptive Optik zur Formung des Messstrahls vor, die sich an verschiedene Ringdurchmesser anpassen lässt. Ziel ist eine Anpassung der Wellenfronten des Messstrahls, die variabel auf verschiedene Lehrringgradienten anwendbar ist. Dieses Konzept soll in einem Demonstrator umgesetzt, getestet und messtechnisch charakterisiert werden.

Der anschließende Schritt fordert eine Erweiterung zu einer teilautomatisierten Rundlaufmessung an Drehtischen, um den von der Rotationsachse des Drehtisches verursachten Exzentrizitätsfehler zu erfassen. Durch die Ergänzung einer motorisierten z-Achse im Messsystem soll die Möglichkeit geschaffen werden, in unterschiedlichen Ebenen entlang der Drehachse messen zu können, um so den Einfluss des systematischen Taumelfehlers auszuwerten. Des Weiteren muss eine automatisierte Leerring-Ausrichtung im Aufbau auf Basis des interferenzoptischen Messsystems mit Hilfe speziell angepasster Algorithmen realisiert werden, um eine anwenderfreundliche Bedienbarkeit des Systems zu schaffen. Neben den Untersuchungen zur Reproduzierbarkeit des Rundlaufs muss der Einfluss der Leerringoberflächenbeschaffenheit auf die Unsicherheit der Messung näher

charakterisiert werden. Hierzu stehen für spätere Untersuchungen neben geläpften Lehrringen auch Lehrringe mit einer feingeschliffenen Oberfläche zur Verfügung.

2.1 Grundlagenbetrachtungen zur Laserinterferometrie

Beim Entwurf und der Konstruktion von interferometrischen Messsystemen ist es wichtig, physikalische Wechselwirkungen zu berücksichtigen, die von grundlegender Bedeutung für die Leistungsfähigkeit und die Funktion sind. Bei der Ableitung von interferometrischen Messverfahren müssen diese Wechselwirkungen zwischen den ausgesandten Lichtwellen der eingesetzten Lichtquelle und der optischen Komponenten des Interferometers sowie seiner Einsatzumgebung miteinbezogen werden. Während einige physikalische Effekte, z.B. die Polarisierung optischer Wellen, die Funktionsweise von Interferometern entscheidend beeinflussen, gibt es auch unerwünschte Effekte in Interferometern. Dazu zählen Lichtbrechung, Dispersion, Transmissionsverluste und unzulässige Rückreflexe an optischen Übergängen. Aus diesem Grund ist es zu Beginn sinnvoll, die auftretenden physikalischen Effekte aus der Modellvorstellung von Licht als Welle abzuleiten, um sie gezielt zu nutzen (z.B. Polarisierung) oder abmindern zu können (z.B. Dispersion).

Die Ausbreitung von Lichtwellen in einem Medium wird häufig durch das Huygens-Prinzip der Elementarwellen beschrieben. Mit diesem Prinzip ist u.a. das Phänomen der Wellenbeugung zu erklären (Abbildung nach [15], S.21). Es besagt, dass jeder Punkt einer Wellenfront wiederum den Ausgangspunkt einer neuen Elementarwelle darstellt ([16], S.229, [17], S.460). Bei der Überlagerung all dieser Elementarwellen entsteht eine neue gemeinsame Wellenfront. Die entstehenden und sich fortpflanzenden Wellenfronten sind dem Beobachter zugänglich und besitzen in jedem räumlichen Punkt ein Normal, welches die Ausbreitungsrichtung vorgibt. Auch die Wellenlänge λ lässt sich in das Wellenfrontmodell übertragen. Im Prinzip ist die Wellenlänge der Abstand zweier Punkte in Ausbreitungsrichtung des Wellenzugs mit gleicher Schwingungsphase und nicht zeit- oder ortsabhängig. Die Wellenlänge λ ist in der Interferometrie von zentraler Bedeutung, da diese hier der Maßverkörperung entspricht.

Direktantastende Interferometer sind auf die Reflexion von Lichtwellen an metallischen Materialoberflächen angewiesen. Dabei ist die Reflektivität abhängig vom Material und der Wellenlänge. Die differenziert definierte Energie-Eindringtiefe bei der Reflexion von Wellen an metallischen Werkstoffen hängt vom zugehörigen Extinktionskoeffizient $\kappa(\lambda)$ ab. Generell unterscheidet sich die Reflexion an metallischen Oberflächen (optische Spiegel, technische Werkstückoberflächen) im Vergleich zur Totalreflexion an optischen Grenzflächen darin, dass ein Teil der evaneszenten Wellen absorbiert werden ([15], S.35). Dabei beschreibt $\kappa(\lambda)$ auch die Dämpfung der Lichtwelle ([17], S.593ff) in Abhängigkeit ihrer Wellenlänge und für ein spezifisches Material. Weiterhin gilt bei der Reflexion an einer ebenen Fläche, dass das Winkelverhältnis zwischen einfallendem und reflektiertem Strahl gleich eins ist. Ebenso wie bei der Brechung gibt es keine Änderung der Wellenlänge bei der Reflexion ([18], S.47). Die Ebenheit einer reflektierenden Oberfläche für Planspiegel im Interferometer liegt üblicherweise im Bereich von $R_z \leq \lambda/10$. Für die unmittelbare optische Antastung an technischen, gekrümmten Oberflächen werden diese Werte hingegen nicht erreicht. Auch die Rauheitswerte der Oberflächen sind deutlich größer. Darüber hinaus treten

zusätzlich Symmetrien wie Spurrillen in der Oberflächenbeschaffenheit auf, die durch maschinelle Fertigungsverfahren (zerspanende Bearbeitung) erzeugt wurden.

Die Beschaffenheit optisch kooperativer Oberflächen hat daher einen direkten Einfluss auf die reflektierte Lichtwelle bei der optischen Direktantastung. Die angetastete Oberfläche ist uneben und somit erfolgt immer eine Deformation der reflektierten Wellenfront. Technische Oberflächen an metallischen Werkstücken sind prinzipiell optisch kooperativ, d.h. sie reflektieren den Großteil des einfallenden Lichts in die gewünschte Richtung. Die reflektierten Lichtwellen weisen aber aufgrund der Oberflächenrauheit zueinander starke Phasen- und Winkeldifferenzen auf. Durch die gegenseitige Interferenz dieser Teilwellen können Speckle entstehen, die sich negativ auf die Auswertbarkeit von Interferenzsignaturen auswirken [19]. Dies äußert sich u.a. in einem Kontrastverlust des Interferogramms. Sichtbare Speckle entstehen an rauen Oberflächen bei Beleuchtung mit hinreichend kohärentem Licht (Laserlicht). Wenn jedoch die Strukturgrößen einer rauen Oberfläche kleiner als die Wellenlänge sind und somit unterhalb der Auflösungsgrenze liegen, so verhält sich die Oberfläche interferometrisch wie eine Ebene, die in ihrer geometrischen Lage eine Mittelebene zwischen Spitzen und Talsohlen ausbildet [20].

Ändert sich die stochastische Verteilung von feinen Oberflächenstrukturen hin zu geordneten oder symmetrischen Formen und Verteilungen, ergeben sich Verhältnisse, die bei der Reflexion zur Beugung des einfallenden Lichtes führen. Näherungsweise geordnete Oberflächenstrukturen bilden sich bei Anwendung bestimmter Fertigungsverfahren wie dem Honen oder dem Schleifen an den technischen Oberflächen von Werkstücken aus. Bei beiden Verfahren verbleiben Spurrillen als symmetrische Strukturen in der Werkstückoberfläche. Im Umkehrschluss zeigt sich an technischen Oberflächen, die nachträglich poliert und geläppt wurden, dass sie sich für die interferometrische Direktantastung gut eignen. So weisen Leerringe an ihren geläppten Innenflächen Rauheiten mit stochastisch verteilten Strukturen auf, deren Größe unterhalb der eingesetzten Lichtwellenlänge liegt. Die räumliche und zeitliche Kohärenzbedingung bleibt nach der Reflexion für den antastenden Lichtstrahl erhalten. Somit besteht prinzipiell das Potenzial einer zuverlässigen interferometrischen Direktantastung dieser technischen Oberflächen für die optische Rundheitsmessung. Die Überlagerung kohärenter Lichtwellen ist eine Grundvoraussetzung der Interferometrie.

2.1.1 Interferenz optischer Wellen

Die Interferenz optischer Wellen wird in Interferometern genutzt, um ein charakteristisches Muster zu erzeugen, welches für die eigentliche Messung ausgewertet wird. Die Beschreibung von Licht als Welle geschieht auf Basis der Maxwell'schen Gleichungen in der Wellengleichung ([21], S.41), über die sich die Wellenausbreitung und der Energietransport von Licht mathematisch beschreiben lässt. In der Literatur wird sie als partielle Differentialgleichung dargestellt (Gleichung 2.1, [17], S.234ff, in abgeänderter Form: [21], S.41).

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \cdot \frac{s}{c^2} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} \cdot s \quad (2.1)$$

Einen praktischen Lösungsansatz der Differentialgleichung bilden harmonische Wellen, da sie eine Periodizität aufweisen, die wiederum durch Cosinus- oder Sinusfunktionen mathematisch beschreibbar sind. Die Wellenfunktion ändert sich dann zu der in Gleichung 2.2 dargestellten Form, wobei \hat{s} die Amplitude und k die Kreiswellenzahl definiert.

$$s(x, t) = \hat{s} \cdot \sin[k(x \pm ct)] \quad (2.2)$$

Im Speziellen bezogen auf elektromagnetische Wellen gilt dann ([17], S.247 und [21], S.45) in komplexer Schreibweise

$$\underline{\vec{E}} = \underline{\hat{E}} e^{j(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} \quad (2.3)$$

für das \vec{E} -Feld und

$$\underline{\vec{B}} = \underline{\hat{B}} e^{j(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} \quad (2.4)$$

für das \vec{B} -Feld. Der Wellenvektor \vec{k} gibt die Ausbreitungsrichtung der Welle an. Weiterhin stehen $\underline{\hat{B}}$ und $\underline{\hat{E}}$ für die Amplituden des magnetischen (\vec{B}) und des elektrischen Feldes (\vec{E}). Aufgrund dieser harmonischen Form von elektromagnetischen Wellen des Lichts ergibt sich der nutzbare physikalische Effekt der Interferenz. Dieser resultiert aus der Superposition zweier ebener Wellen (Gleichung 2.5, [17], S.260) aufgrund des linearen Charakters der Maxwell-Gleichungen ([21], S.40).

$$\vec{B} = \vec{B}_1 + \vec{B}_2 \text{ und } \vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 \quad (2.5)$$

Der einfache Zusammenhang gilt jedoch nicht bei der Betrachtung der Intensitäten. Um aus der Amplitude des elektrischen Feldes die Intensität zu errechnen (Gleichung 2.6, [17], S.262), benötigt man zusätzlich die Dielektrizitätskonstante ϵ , welche für das durchdrungene Medium spezifische Werte annimmt. Sie berechnet sich aus dem Produkt der elektrischen Feldkonstante $\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \frac{\text{As}}{\text{Vm}}$ und der Permittivitätszahl¹ ([16], S.437). Alternativ lässt sich I auch mittels μ , dem Produkt aus Permeabilitätszahl μ_r und magnetischer Feldkonstante $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Vs}}{\text{Am}}$, und der Amplitude des magnetischen Feldes berechnen ([17], S.247, S.252).

$$I = \frac{1}{2} c \epsilon \hat{E}^2 = \frac{1}{2} c \frac{\hat{B}^2}{\mu} \quad (2.6)$$

Die Entstehung einer Gesamtintensität I aus zwei Einzelintensitäten I_1 und I_2 hängt von der Phasenlage der beiden überlagerten Wellen ab. Die Phasenlage wird durch die beiden Nullphasenwinkel φ_{01} und φ_{02} beschrieben. Die Differenz aus beiden Nullphasenwinkeln ergibt die Phasendifferenz der Teilwellen (Gleichung 2.7, [17], S.262).

$$\delta = \varphi_{02} - \varphi_{01} \quad (2.7)$$

¹wird auch als Dielektrizitätszahl oder relative Dielektrizitätskonstante bezeichnet [16]

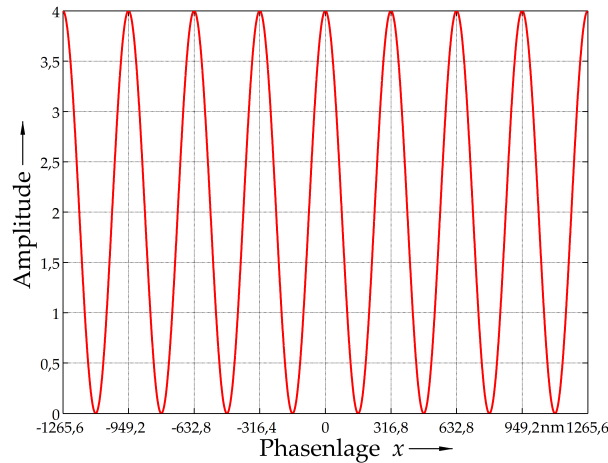


Abbildung 2.3: Interferenzsignatur bei Überlagerung langkohärenter Lichtwellen mit einer normierten Amplitude von je eins ($\lambda = 632,8 \text{ nm}$) in einem Michelson-Interferometer

Mit dieser Information lässt sich danach die Gesamtintensität der überlagerten Einzelintensitäten nach Formel 2.8 berechnen.

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta \quad (2.8)$$

Setzt man gleiche Amplituden und Intensitäten beider überlagerter Teilwellen voraus, so ergeben sich bei einer Phasendifferenz von $\delta = m \cdot 2\pi$ eine Verdopplung der Amplitude und eine Vervielfachung der Intensität. Dies gilt für alle ganzen Vielfache m und man spricht von einer konstruktiven Interferenz. Die destruktive Interferenz entsteht bei der Überlagerung zweier Teilwellen mit einer Phasendifferenz von $\delta = (2m + 1)\pi$. Für gleiche Amplituden erfolgt nun eine Auslöschung ([17], S.263ff). Für eine Zweistrahlinterferenz wird unter der Voraussetzung gleicher Teilintensitäten beider Strahlen ($I_0 = I_1 = I_2$) ein Intensitätsverlauf (Gleichung 2.9) aus Gleichung 2.8 abgeleitet.

$$I(\delta) = 2I_0 + 2I_0 \cdot \cos \delta \quad (2.9)$$

Wird nun der Intensitätsverlauf über mindestens eine Periode gemittelt, so ergibt sich eine mittlere Intensität \bar{I} , die der doppelten Intensität I_0 entspricht. Es liegt daher eine Variation der Energiedichte vor. Der Energieerhaltungssatz bleibt erfüllt ([17], S.285). Grundvoraussetzung für den in Gleichung 2.9 angegebenen Intensitätsverlauf bei der Zweistrahlinterferenz ist der Einsatz zueinander kohärenter Wellenfelder. Die Werte für Frequenz und Wellenlänge sind dann gleich groß. An dieser Stelle setzt die Interferometrie an. Aufbauten und Geräte in der optischen Interferometrie sind in der Regel so konzipiert, dass mindestens zwei kohärente Teilstrahlen mit einem bestimmten optischen Gangunterschied Δd zu einem Interferenzmuster überlagert werden ([17], S.309ff). Die Kohärenz der überlagerten Teilstrahlen ist die Grundvoraussetzung für die Interferenz. Man unterscheidet zwischen zeitlicher und räumlicher Kohärenz ([15], S.18ff). Die zeitliche Kohärenz wird in der Literatur auch als longitudinale Kohärenz bezeichnet und umschreibt die Spektralverteilung einer Lichtquelle. Bei der räumlichen, lateralen Kohärenz besteht ein physikalischer Zusammenhang zur geometrischen Größe der Lichtquelle ([17], S.337).

Die Kohärenzlänge beschreibt eine ganz bestimmte physikalische Eigenschaft der von einer Lichtquelle ausgesandten Strahlen, die mit ihrer natürlichen spektralen Linienbreite verknüpft ist. Näherungsgleichung 2.10 zeigt, wie dabei die Kohärenzlänge l_t von der mittleren Wellenlänge λ der Lichtquelle und der spektralen Linienbreite $\Delta\lambda$ abgeschätzt wird ([15], S.18).

$$l_t \approx \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \quad (2.10)$$

Im klassischen Michelson-Interferometer unterscheidet man zwischen dem Mess- und dem Referenzstrahl. Die Laufzeit des Messstrahls wird dabei vom Abstand des Interferometers zum Messobjekt beeinflusst, sodass sich bei Abstandsänderung auch die Phase zwischen Mess- und Referenzstrahl ändert. Die Auswertung der veränderlichen Phasenbeziehung beider Teilstrahlen aus dem Intensitätsverlauf der Interferenzsignatur lässt einen Rückschluss auf die Abstandsänderung zwischen Messobjekt und Interferometer zu. Die eigentliche Zuordnung des Messsignals zu einem Längenwert erfolgt über die Verknüpfung mit der Frequenz der eingesetzten Lichtquelle. Die Frequenz f , basierend auf der SI-Basiseinheit der Zeit $[t] = \text{s}$, kombiniert sich mit der Vakuumlichtgeschwindigkeit c_0 zur Vakuumwellenlänge λ_0 , welche den Maßanschluss herstellt.

2.1.2 Homodyn-Planspiegelinterferometer

Das am Institut entwickelte Homodyn-Planspiegel-Laserinterferometer nach Büchner [22], [23] soll in den nachfolgenden realisierten technischen Lösungen als Grundlage dienen, um relative Positionsänderungen der direkt angetasteten Messobjektoberfläche zu messen. Noch offen ist hierbei die notwendige Anpassung der Wellenfronten an die gekrümmte Oberfläche der zylindrischen Messobjekte.

Der Vorteil von Laserinterferometern für präzise Längenmessungen liegt in der Kombination aus großem Messbereich und einer „außerordentlichen“ Auflösung. Eine Rückführbarkeit der Messergebnisse auf internationale Längenmessnormale ist gegeben [24]. Der Maßanschluss eines Homodyn-Laserinterferometers basiert auf der Phasenauswertung der erzeugten Interferenzsignatur, welche direkt aus der Intensität abgeleitet wird. Dies stellt einen Gegensatz zur Heterodyn-Interferometrie dar, bei der infolge der Mischung zweier Lichtfrequenzen eine Schwebungsfrequenz im Kilo- oder Megahertz-Bereich erzeugt wird (Beatfrequenz), welche sich anschließend elektronisch erfassen und auswerten lässt (vgl. [25], [26]). Heterodyn-Interferometer weisen je nach Strahlführung optische Nichtlinearitäten auf [25], [27], die sich periodisch wiederholen, wenn sich die Strahlen mit unterschiedlichen Frequenzen mischen [28]. Diesen Nachteil gibt es bei Homodyn-Laserinterferometern nicht. Durch die Verwendung einer einmodigen Lichtquelle wird es ermöglicht, dass sich im Interferometer ausschließlich gleiche Frequenzen überlagern [23]. Die Phasenauswertung im Homodyn-Laserinterferometer basiert auf der Auswertung der erzeugten Intensität I bei der Interferenz durch Superposition zweier kohärenter, ebener Wellenfronten ([24], S.239). Aufgrund der exzellenten messtechnischen Eigenschaften, der guten Verfügbarkeit am Institut, sowie der Möglichkeit, technische Anpassungen für den Einsatz in der interferenzoptischen Rundheitsmessung vornehmen zu können, wurde das Homodyn-Planspiegel-Laserinterferometer

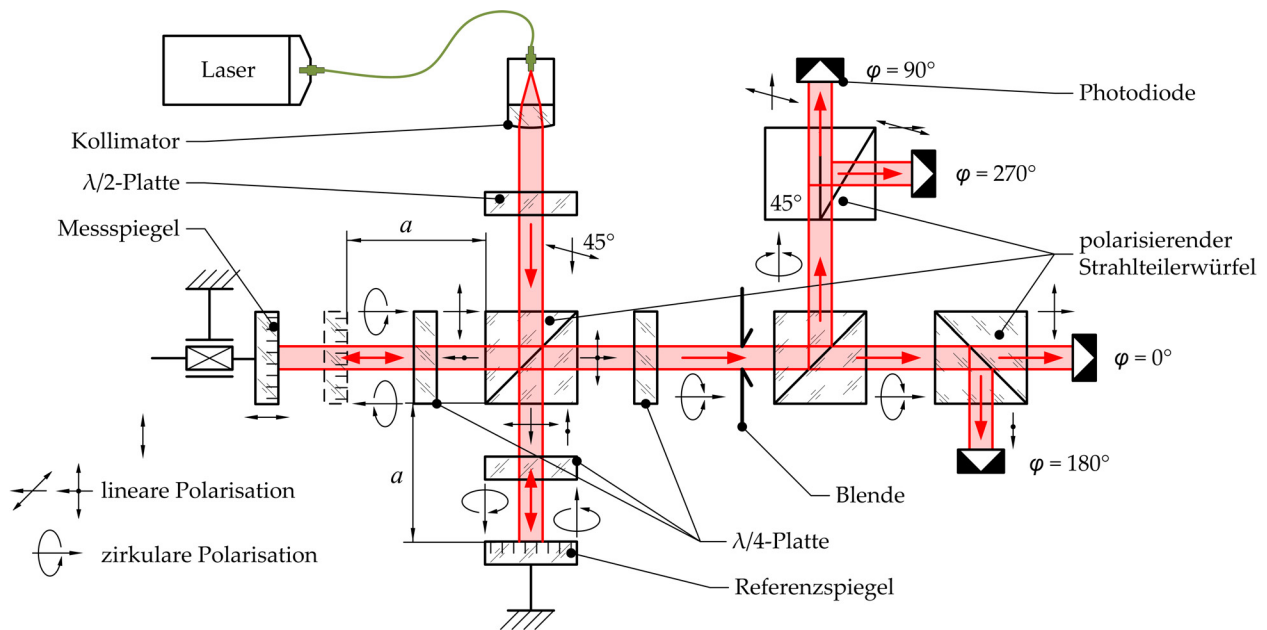


Abbildung 2.4: Aufbau eines Planspiegel-Laserinterferometers, nach [22]

eingesetzt und entsprechend angepasst [29].

Auch Homodyn-Planspiegelinterferometer (Abbildung 2.4) bauen auf dem zuvor erwähnten Michelson-Interferometer-Prinzip auf, welches ursprünglich für den Nachweisversuch eines „Licht-Äthers“ erdacht und gebaut wurde [30]. Ein solcher Äther konnte nicht nachgewiesen werden, dafür wurden die Grundlagen für dieses hochpräzise optische Messinstrument zur Bestimmung von Längenänderungen geschaffen. Das Homodyn-Planspiegel-Interferometer orientiert sich in seiner optischen Struktur sehr nah am Michelson-Interferometer. Es gibt daher jeweils nur einen Mess- und Referenzstrahl, die im zentralen Strahlteiler wieder überlagert werden. Daraus ergibt sich, dass der Messstrahl in der Abbe-Achse liegt und das Interferometer bei geschickter Positionierung in einem Messaufbau ohne Abbe-Fehler messen kann [22]. Längenmessfehler erster Ordnung (Sinus- oder Tangensfehler) in Folge von Neigungswinkeln werden vermieden.

Für die messtechnische Nutzbarkeit muss der klassische Aufbau nach Michelson um weitere Bauteile ergänzt werden. Die für eine Vorwärts-Rückwärts-Zählung erforderlichen phasenverschobenen Signale ($\varphi = 0^\circ$ und $\varphi = 90^\circ$) werden durch den polarisationsoptischen Aufbau des Interferometers realisiert. Nach der Überlagerung von Mess- und Referenzstrahl durchlaufen die zwei senkrecht aufeinander liegenden, linear polarisierten Teilstrahlen eine $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatte. Es entsteht zirkular polarisiertes Licht, welches sowohl linksdrehend als auch rechtsdrehend in Strahlrichtung fortschreitet. Die nachfolgende Blende mit ihrer runden Apertur sorgt dafür, dass nur eine begrenzte Winkelneigung zwischen Mess- und Referenzstrahl gestattet wird. Dies dient der Reduzierung der Neigungsempfindlichkeit des Interferometers. Da die Photodioden über eine größere Fläche hinweg integrieren, ergeben sich bei schmalen Streifen (größerer Neigungswinkel zwischen Mess- und Referenzstrahl) reduzierte Signalamplituden, da dann über mehrere Streifen integriert wird. Die Blende reduziert diesen Effekt durch generelle Abschattung eines zu stark geneigten Messstrahls, was letztendlich einer einfacheren Justage des Interferometers dienlich ist (auf maximale Signalamplitude). Nach der Blende erfolgt eine gleichmäßige Auftei-

lung der überlagerten Teilstrahlen mit Hilfe eines nichtpolarisierenden Strahlteilerwürfels. Die aufgeteilten Lichtstrahlen durchlaufen danach jeweils einen polarisierenden Strahlteilerwürfel. Beide Teilerwürfel funktionieren als Analysatoren. Das zirkular polarisierte Licht, linksdrehend wie rechtsdrehend, wird vektoriell zerlegt und linear polarisiert. Zwischen dem reflektierten Teilstrahl und dem transmittierten Teilstrahl gibt es einen Phasenversatz im Intensitätsverlauf der Interferenzsignaturen. Dieser Phasenversatz beträgt $\Delta\varphi = 180^\circ$ (vgl. Abbildung 2.4). Da aber einer der beiden auswertenden Strahlteilerwürfel um 45° geneigt ist, sind dessen Intensitätsverläufe der Interferenzsignaturen in den Teilstrahlen um 90° verschoben. Auf diese Weise werden die vier Signalverläufe $\sin x$, $\cos x$, $-\sin x$ und $-\cos x$ erzeugt.

Das einzusetzende Planspiegel-Laserinterferometer verwendet einen Helium-Neon-Laser als Quelle langkohärenten Lichts. Der Helium-Neon-Laser wird bei einer Wellenlänge von $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ stabilisiert. Die Frequenzstabilisierung erfolgt über die Regelung der Resonatorlänge. Die Resonatorlänge ergibt sich durch die beiden parallel stehenden teilverspiegelten Hohlspiegel, die die evakuierte und mit He-Ne-Gas gefüllte Laserröhre an beiden Enden abschließen. Durch thermische Ausdehnung beim Heizen und Abkühlen ändert die Röhre ihre Länge, wodurch auch der Abstand der Spiegel zueinander geändert wird. Die heute zur Verfügung stehende optische Ausgangsleistung eines fasergekoppelten Lasersystems beträgt üblicherweise $P_{\text{opt}} > 0,7 \text{ mW}$ [31].

2.1.3 Signalerfassung und Signalverarbeitung im Planspiegelinterferometer

Das Homodyn-Interferometer stellt die durch die Interferenz initiierte Änderung der Intensität von vier, jeweils 90° -phasenverschobenen photoelektrischen Signalen an den Photodioden zur Verfügung. Nachgeschaltete Operationsverstärker erhöhen den Signalpegel der erfassten Intensität (vgl. Abbildung 2.4). Generell werden die Hell-Dunkel-Durchgänge des detektierten Signals bei einer Spiegelbewegung gezählt. Es handelt sich um eine inkrementelle Messung. Bei der Digitalisierung des Photodiodensignals wird es allerdings möglich, die Intensitätsunterschiede einer Interferenzsignatur in Grauwerte zu unterteilen. Dadurch gelingt es, auf Bruchteile der Wellenlänge aufzulösen und somit auch die Phasenlage innerhalb einer Signalperiode zu erfassen. Gleichzeitig muss die Signalverstärkung geregelt werden, damit auch bei einem vollen Durchgang der Wellenlänge jeder absolute Grauwert dem zugehörigen Phasenwert korrekt zugeordnet wird. Für diese Regelung muss der vollständige Amplitudengang des Interferenzsignals bekannt sein, um die Grauwerte der Phasenwinkellage zuordnen zu können. Aus diesem Grund wird der Referenzspiegel mit Hilfe eines Piezokristalls in Schwingung versetzt. Dabei sollte die Bewegungsamplitude des Referenzspiegels mindestens der Hälfte der Wellenlänge betragen.

Die Vorwärts-Rückwärts-Zählung nutzt die Sinus- und Cosinussignale der vier Photodioden (vgl. Abschnitt 2.1.2). Jeweils zwei 180° -verschobene Signale werden einem Differentialverstärker zugeführt. Somit entstehen zwei 90° -verschobene, nullsymmetrische Signale ohne Offset. Beide Signale bilden einen umlaufenden Zeiger ab, dessen Drehsinn die Bewegungsrichtung des Messspiegels angibt. Der Drehwinkel φ ($0^\circ \leq \varphi < 360^\circ$) bildet zusammen mit den gezählten Inkrementen m (gezählte ganze Streifen) die Phase ab. Der Zusammenhang zwischen der erfassten Phasenänderung

und dem geänderten Messspiegelabstand Δx wird mit Gleichung 2.11 dargestellt.

$$\Delta m + \frac{\Delta \varphi}{2\pi} = \frac{2}{\lambda_0} \cdot \Delta x \cdot n \quad (2.11)$$

$$\Delta m + \frac{\Delta \varphi}{2\pi} = \frac{2}{c_0} \cdot \Delta x \cdot (n_0 + \Delta n_{\text{Luft}} \pm u_c(\Delta n)) \cdot (f + \Delta f_k + \Delta f_l \pm u(f))$$

Neben der Vakuum-Wellenlänge der Lichtquelle λ_0 geht auch die Brechzahl der Luft n als zeitlich veränderliche Einflussgröße in das Messergebnis ein. Letztere ist wiederum abhängig von den Umgebungsbedingungen (Temperatur, Druck, relative Feuchte). Die Wellenlänge der Lichtquelle λ_0 ist die auf die Meterdefinition rückführbare Größe und gilt in der Kombination mit der definitionsgemäßen Vakuumlichtgeschwindigkeit c_0 als Maßverkörperung für die Messung. Die Unsicherheitseinflüsse auf die Frequenz der Lichtquelle ($f = \frac{c_0}{\lambda_0}$) sind darstellbar als Summe der Kalibrierunsicherheit der mittleren Lichtquellenfrequenz ($\pm u(f)$), der kurzzeitigen Frequenzabweichungen Δf_k (z.B. Reglerabweichungen, Rauschen) und der langfristigen Frequenzabweichungen Δf_l (z.B. Alterung der Lichtquelle, Umwelteinflüsse). Für interferometrische Messungen mit höchster Präzision muss auf der technischen Seite die Frequenzstabilität (10^{-9} , [32]) der eingesetzten Lichtquelle gewährleistet werden. Der Einfluss der Umgebungsbedingungen auf die Messanordnung muss präzise erfasst und in der Messung mit Hilfe der Edlen-Funktion korrigiert werden (vgl. [25], S.915; [33]). Der dadurch im Rahmen der Messunsicherheiten der Umwelteinflussgrößen korrigierbare Wert ist die Summe aller Brechzahländerung im Interferometer Δn und deren kombinierte Messunsicherheit $u_c(\Delta n)$. Brechzahländerungen können zusätzliche Längenmessfehler verursachen, wenn ein Gangunterschied der Teilstrahlen (Totstrecke) im Interferometer vorliegt und dieser nicht mit berücksichtigt wird.

2.2 Interferenzoptisches Messprinzip an gekrümmten Oberflächen

Damit nun eine interferometrische Direktantastung optisch gekrümmter Oberflächen überhaupt ermöglicht wird, muss das interferenzoptische Prinzip zwei Bedingungen erfüllen. Erstens muss die ebene Wellenfront eines kollimierten Messstrahls vom Homodyn-Planspiegelinterferometer an die gekrümmte Messobjektoberfläche angepasst werden, damit eine Strahlaufweitung an eben dieser verhindert wird. Zweitens muss die optische Achse des Laserstrahls kollinear zur Normalen der gekrümmten Oberfläche liegen, ansonsten erfolgt, z.B. bei seitlichem Versatz, eine Ablenkung des Laserstrahls. Sind beide Bedingung erfüllt, erfolgt die gewünschte und erforderliche Reflexion des Laserstrahls in sich selbst.

Für die Anpassung der Wellenfronten an die gekrümmten Oberflächen soll eine geeignete Optik zum Einsatz kommen. Da die angetasteten Oberflächen zylinderförmig ausgeführt sind, reicht eine eindimensionale Adaption der Wellenfronten aus. Aus der geplanten messtechnischen Anwendung ergibt sich zusätzlich die Forderung, dass der Krümmungsradius der angetasteten Oberflächen variabel ist (unterschiedliche Leerringdurchmesser). Aus beiden Anforderungen lässt sich ein optisches Prinzip, bestehend aus einer konkaven und einer konvexen Zylinderlinse, ableiten. Die konkave Zylinderlinse soll gestellfest im System integriert werden, wohingegen die konvexe

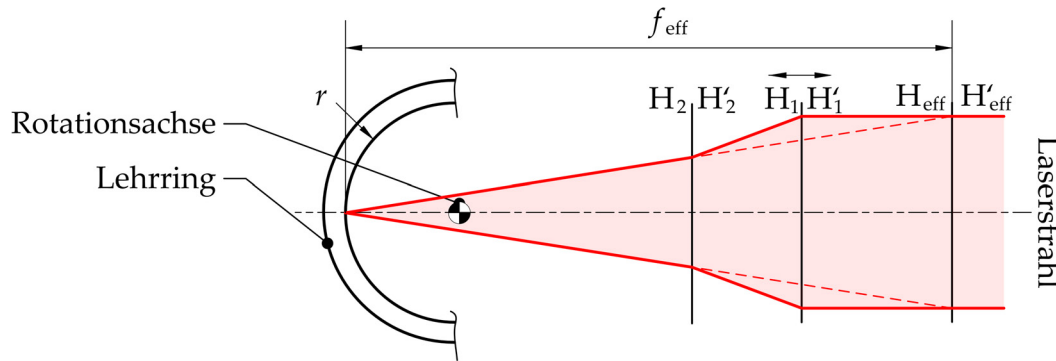


Abbildung 2.5: Optisches Prinzip der Wellenfrontanpassung für variable Leerringdurchmesser

Zylinderlinse in beweglicher Ausführung die effektive Brennweite des Systems variieren lässt (Abbildung 2.5). Die Bedingung der kollinearen Ausrichtung des Messstrahls zur Oberflächennormalen lässt sich durch eine Strahlführung realisieren, bei der das antastende Strahlenbündel orthogonal zur Leerringachse steht und von dieser ausgehend auf die Oberfläche trifft. Damit auch an Leerringen mit kleinem Durchmesser gemessen werden kann, werden die Laserstrahlen durch zentral in der Leerringachse platzierte 90°-Prismen zur Messobjektfläche abgelenkt. Ausgehend von diesen Vorüberlegungen erfolgt nachfolgend die vollständige Anordnung für das optische Prinzip.

2.2.1 Interferometrische Doppelanordnung im Messsystem

Die Führung des Messstrahls lässt sich sehr einfach durch eine symmetrische Anordnung doppelt ausführen, um die eingangs geforderte 180°-Doppelantastung zu ermöglichen. Durch diese ist prinzipiell eine Summenbildung der Messsignale möglich, um den Einfluss der exzentrischen Lage des Prüflings zu korrigieren [14], [34]. Dabei ist jedoch zu beachten, dass die Ergebnisse nach dieser Korrektur lediglich Durchmesserabweichungen enthalten, die Rundheit definitionsgemäß aber auf Radiusabweichungen basiert. Gemäß DIN EN ISO 12181-1 [35] werden örtliche Rundheitsabweichungen als „Abweichung eines Punktes auf dem Rundheitsprofil zum Referenzkreis in radialer Richtung“ betrachtet. Ein Rundheitsprofil lässt sich nach Norm durch eine Anzahl an sinusförmigen Wellen pro Umdrehung mit unterschiedlichen Amplituden ausdrücken (Wellenzahl je Umdrehung, vgl. Richtlinie VDI/VDE 2631-1 [10] und VDI/VDE 2631-3 [13]). So ist im gemessenen Profil der sinusförmige Wellenteil der 1. Ordnung immer der Einfluss der exzentrischen Lage auf die Messung. Eine Summenbildung der Doppelsignale würde diesen nun eliminieren, allerdings löschen sich auch alle anderen Wellenzahlen ungerader Ordnung aus dem Profil. Die später zu nutzende Alternative, um den exzentrischen Lagefehler des Prüflings zu korrigieren, muss daher eine harmonische Analyse sein, bei der lediglich die Wellenzahl 1. Ordnung im Frequenzbereich des gemessenen Profils abgezogen wird. Dennoch bietet die Doppelanordnung zwei weitere Vorteile, die den technologischen und finanziellen Aufwand je nach messtechnischer Anwendung gegenüber einer Einzelanordnung aufwiegt. Erstens können immer zwei Mantellinien im Rahmen einer Zylinderformmessung gleichzeitig erfasst werden, was die Messzeit verringert.

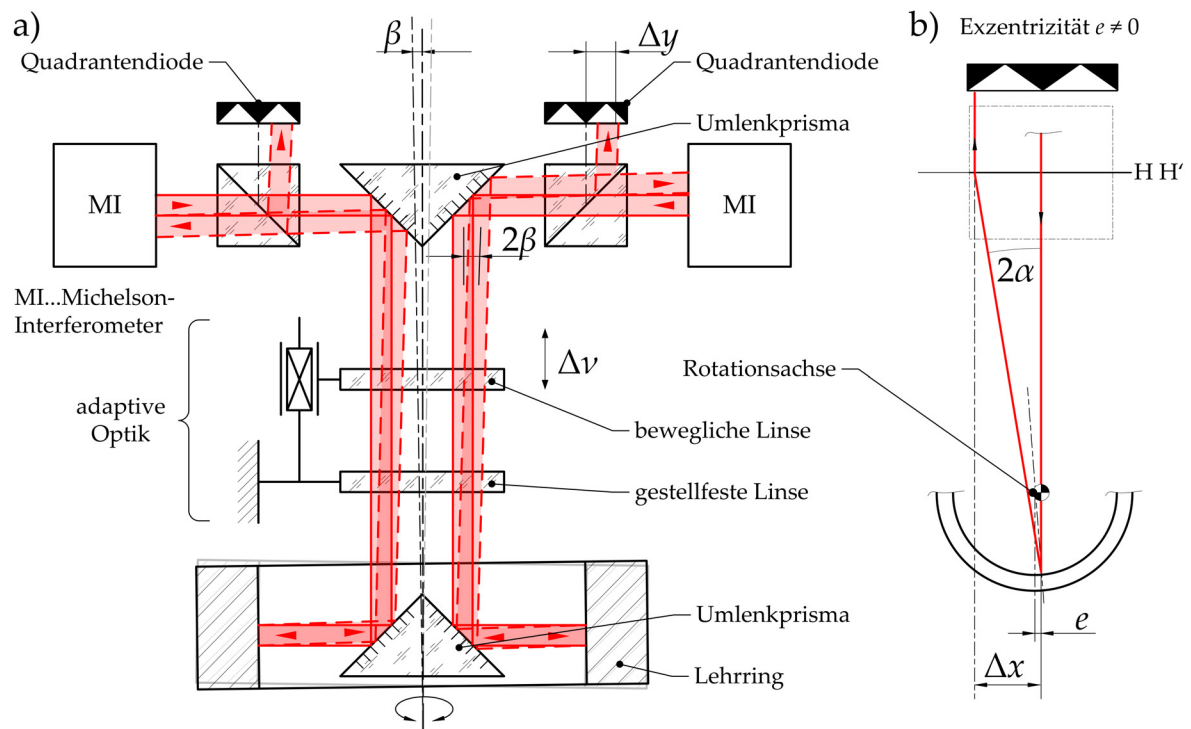


Abbildung 2.6: Interferenzoptisches Messprinzip für Rundheits- und Rundlaufmessungen, vgl. [14], Quadrantendiodenmessung: a) des Leerringneigungswinkels, b) der exzentrischen Lage

Und zweitens ist eine Rundlaufmessung an Drehtischen möglich, die bei einem Messsystem mit Einzelantastung eine Drehung des Tasters um 180° erfordern würde. Da auch die Bestimmung der Rundlaufabweichung am Drehtisch geplant ist, sollte das Messsystem im Demonstrator für die geplanten Untersuchungen eine 180° -Doppelanordnung der Interferometer besitzen. Das Messsystem mit beiden Interferometern muss einmalig orthogonal zur Drehtischachse ausgerichtet werden. Die Leerringausrichtung darf bei einer Messung mit hohen Präzisionsanforderungen auf eine Umdrehung nur eine kleine Taumelbewegung aufweisen ($\beta < 0,1'$) und nur wenig exzentrisch auswandern ($e < 1 \mu\text{m}$), damit die Interferometer gültige Messsignale liefern (Einfluss der Blende). Daraus ergibt sich die Forderung, dass Leerringachse und Drehtisch möglichst kollinear zueinander ausgerichtet sein müssen. Vor einer Messung muss daher jeder einzelne Prüfling in seiner Lage neu ausgerichtet werden. Um die Ist-Lage zu detektieren, werden Quadrantendioden im Messaufbau integriert. Über diese lassen sich der Neigungswinkel β (Abbildung 2.6a) und die Exzentrizität e (Abbildung 2.6b) der Leerringausrichtung erfassen.

2.2.2 Korrektur der Leerringlage

Durch die hohen Anforderung des interferenzoptischen Messprinzips an die eigene Signalqualität muss eine möglichst genaue relative Ausrichtung des Leerrings zum Messsystem bestehen. Diese Ausrichtung darf während der Drehung des Messobjektes nicht verloren gehen. Zusätzlich bestehen hohe Anforderungen an die messtechnische Präzision, die ebenfalls eine möglichst gute

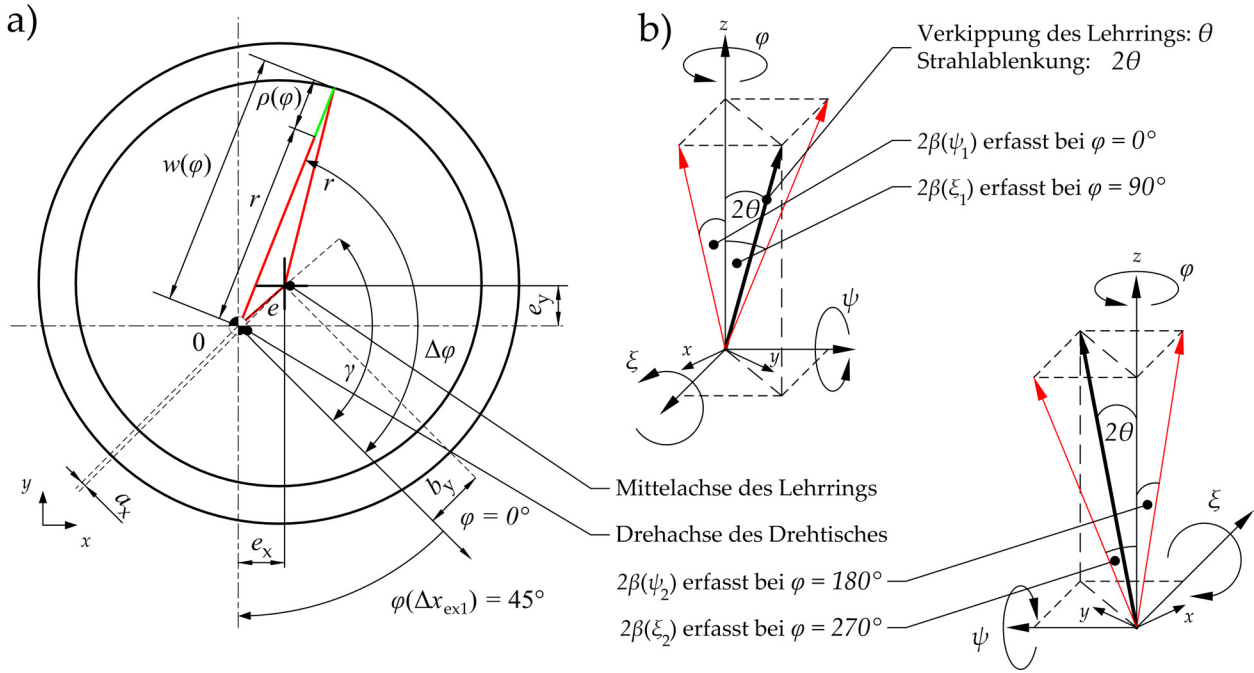


Abbildung 2.7: Korrektur der Lagefehler des Lehrnings: a) Korrektur der Exzentrizität e über die Verschiebungen e_x und e_y , b) Korrektur der Lehringneigung θ über $2\beta(\psi_1) = 2\beta(\psi_2)$ und über $2\beta(\xi_1) = 2\beta(\xi_2)$

Zentrierung des Prüflings auf dem Drehtisch erfordern. Für eine möglichst gute Ausrichtung der Lehringlage sind mehrere Einzelschritte notwendig. Der Lehring muss sich um zwei Achsen neigen und in zwei Achsen verschieben lassen. Die Lehringausrichtung sollte darüber hinaus automatisierbar sein. Dafür wird ein motorisierter Justieraufsatz und ein entsprechendes Messsystem zur Ermittlung der Neigungsabweichung im reflektierten Strahl erforderlich. Letzteres wird durch den Einsatz von Quadrantendioden realisiert.

Damit eine automatisierte Lehringausrichtung durchführbar ist, muss zunächst eine manuelle Vorausrichtung der Lehrringe von Hand und über den motorisierten Justieraufsatz stattfinden, damit beide Laserstrahlen grob in sich selbst zurückreflektieren. Dieser Vorgang ist abgeschlossen, wenn die Quadrantendioden gültige Messwerte liefern. Die Winkelabweichung des rückreflektierten Laserstrahls muss daher klein genug sein, um auf der Quadrantendiode alle vier Quadranten mit dem am Messobjekt reflektierten Messstrahl abzudecken. Dazu müssen die Strahlneigungswinkel nach der Reflexion (2β und 2α in Abbildung 2.6) kleiner $0,5^\circ$ sein. Liefert die Quadrantendiode ein gültiges Signal, kann die automatisierte Lehringausrichtung gestartet werden. Der einzusetzende Justieraufsatz muss dazu in vier Achsen positionieren können. Dazu gehören zwei Translationsbewegungen (e_x , e_y) und zwei Rotationsbewegungen (ψ , ξ aus Abbildung 2.7). Durch eine bereits bestehende Konstruktion am Institut für Prozessmess- und Sensortechnik werden die x - und die y -Achse des Justieraufsatzes im Technologiedemonstrator um $\varphi = 45^\circ$ zu den Rotationsachsen (ψ , ξ) verdreht sein. Die Reihenfolge der Justierschritte, wie sie im Anhang A dokumentiert sind, sieht in der ersten Stufe die Reduzierung der Lehringneigung vor. Die Justierachsen ψ und ξ für die Neigung des Lehrnings besitzen durch eine konstruktive Festlegung einen exzentrischen Lagerpunkt. Der Neigungsänderung des Lehrnings überlagert daher immer auch eine translatorische

sche Bewegung der Leerringachse, die in einer Änderung der exzentrischen Lage des Leerrings gegenüber der Drehtischachse resultiert. Aus diesem Grund sollte der Ausgleich der Neigung auch immer zuerst erfolgen. In der zweiten Stufe der automatischen Leerringausrichtung wird dann die Exzentrizität e des Leerrings über die Quadrantendioden erfasst und anteilig in der x -Achse (e_x) und in der y -Achse (e_y) korrigiert. Die Bewegung erfolgt jeweils in der dem Laserstrahl um 90° gekreuzten Achse. Nach diesem Schritt stehen bereits Interferometermesssignale zur Verfügung. In der dritten und abschließenden Stufe erfolgt die Minimierung der Restexzentrizität auf Basis der nun verfügbaren Längenmesswerte der beiden Interferometer. Die in Bewegung versetzte Achse ist hierbei parallel zum Laserstrahl ausgerichtet (vgl. Abbildung A.3, S. 152). Die Zielpositionen der Justierachsen werden iterativ angefahren. Dies macht es unumgänglich, dass der Auftreffpunkt des rückreflektierten Laserstrahls auf der Quadrantendiode nach jeder Bewegung neu ausgewertet werden muss. Aus diesem Grund ist jeder einzelnen Achsenjustierung eine definierte Drehwinkel-lage φ des Drehtisches zugeordnet, in der sich die Justierbewegung über die Quadrantendiode auslesen lässt (siehe Tabelle A.1 in Anhang A). Der justierachsenabhängige Teilneigungswinkel β wird über das in Abbildung 2.6a gezeigte Prinzip auf den Quadrantendioden gemessen.

$$\beta = \frac{1}{2} \cdot \arctan \frac{\Delta y}{L} \quad (2.12)$$

Gleichung 2.12 gibt dabei β in Abhängigkeit zum Strahlenversatz auf der Quadrantendiode Δy und zur Weglänge L an. L beschreibt den geometrischen Abstand zwischen Quadrantendiode und Leerringoberfläche. Mit steigendem Leerringradius r wird L größer. Die Messauflösung des Neigungswinkels β nimmt mit größer werdendem Leerringradius zu. Die über die Quadrantendiode ermittelten Anteile der Fehlwinkelstellung in den Neigungsachsen ψ und ξ werden als $2\beta(\psi_1)$ bei $\varphi = 0^\circ$, als $2\beta(\xi_1)$ bei $\varphi = 90^\circ$, als $2\beta(\psi_2)$ bei $\varphi = 180^\circ$ und als $2\beta(\xi_2)$ bei $\varphi = 270^\circ$ erfasst.

Die Verschiebung des Leerrings wird genutzt, um die exzentrische Lage e des Leerrings auf Null zu justieren. Dabei gilt der in Näherungsgleichung 2.13 beschriebene Zusammenhang zwischen e und dem Strahlenversatz auf der Quadrantendiode Δx .

$$e \approx r \cdot \tan \left[\frac{1}{2} \cdot \arctan \frac{\Delta x}{f_{\text{eff}}} \right] \quad (2.13)$$

Dabei steht r für den Leerringradius und f_{eff} für die effektive Brennweite der adaptiven Optik (Abbildung 2.8). Voraussetzung für die Anwendbarkeit der Näherungsgleichung liegt in der Tatsache, dass die Exzentrizität des Leerrings zur Drehachse deutlich kleiner ist als der Leerringradius ($e \ll r$). Für größere Leerringdurchmesser r nimmt die Messauflösung der Exzentrizität ab. Diese Abhängigkeit ist somit für die Bestimmung der Exzentrizität invers zur Bestimmung der Verkippung. In jedem Fall ist dann die Restexzentrizität so gering, dass die Laserinterferometer gültige Längenmesswerte über eine volle 360° -Umdrehung ausgeben können. Mit der umgesetzten Methode der automatisierten Leerringausrichtung kann eine Restexzentrizität $e < 1 \mu\text{m}$ erreicht werden (vgl. Abschnitt 2.7). Für minimale Messunsicherheiten im Nanometerbereich muss der verbleibende Exzentrizitätsfehler daher bei der Durchführung erfasst und entsprechend korrigiert werden.

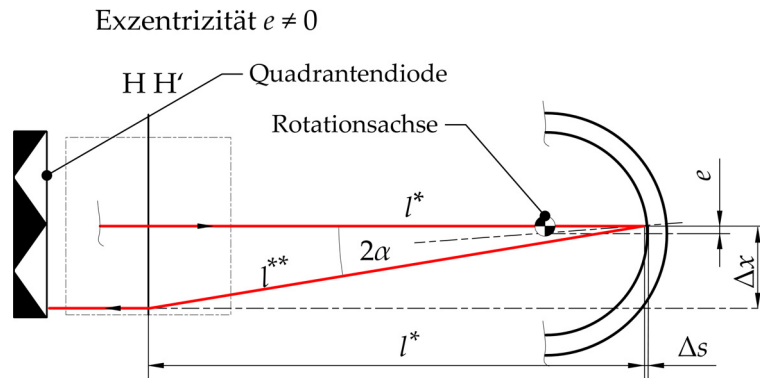


Abbildung 2.8: Erfassung der Exzentrizität des Lehrs für die Lehrsringausrichtung

2.3 Entwurf des interferenzoptischen Messsystems

Im nächsten Entwicklungsschritt wird das interferometrische Messprinzip für optische Rundheits- und Rundlaufmessungen in eine Sensorsystemkonstruktion überführt. Das am Institut entwickelte optische Messsystem vereint zwei für die 180°-Messungen aufeinander ausgerichtete Planspiegelinterferometer [29], [34], die auf dem bereits vorgestellten Homodyn-Planspiegelinterferometer aufbauen. Die eingesetzten Interferometer werden um Komponenten erweitert, die erstens die Vorausrichtung des Lehrs sensorisch erfassen (Quadrantendiode) und zweitens die Antastung gekrümmter Oberflächen zulassen (adaptive Optik). Eine Besonderheit liegt darin, dass der Aufbau beider Interferometer zueinander gespiegelt ausgeführt ist (vgl. Abbildung A.1, Anhang A). Die Interferometer sind jeweils in zwei Achsen rotatorisch justierbar auf einer gemeinsamen Grundplatte aus Invar montiert. In jeder der beiden Messstrahlführungen befindet sich eine Planparallelplatte, mit Hilfe derer der Strahlversatz zueinander einstellbar ist. Beide Interferometer besitzen außerdem vor der Austrittsöffnung einen zusätzlichen Strahlteilerwürfel, der das vom Messobjekt rückreflektierte Licht partiell jeweils zu der zugehörigen integrierten Quadrantendiode ablenkt (Abbildung 2.9). Die Quadrantendiode liefert das Positionssignal für die Ausrichtung der Lehrsringe. Die adaptive Optik passt die Wellenfronten der Messstrahlen an die variablen Durchmesser der direktangetasteten Lehrsringe an. Ziel ist es, die Brennpunktlinie auf die Messobjektoberfläche abzubilden. Die adaptive Zylinderoptik besteht zu diesem Zweck aus einer beweglichen plankonvexen Zylinderlinse und einer gestellfesten plankonkaven Zylinderlinse. Die bewegliche Linse befindet sich auf einem Führungsschlitten. Ein Schrittmotor mit Planetengetriebe positioniert die Linse in die gewünschte Lage. Um die gewünschte Position der bewegten Linse anzufahren, errechnet ein Algorithmus in der Steuerungssoftware des Messgeräts eine Zielposition auf Basis des vom Anwender eingegebenen Lehrsringdurchmessers. Die adaptive Optik befindet sich im Messstrahlengang zwischen zwei oberflächenverspiegelten 90°-Prismen, die die Strahlen ablenken. Beide Prismen sind an Justierstellen gekoppelt, welche in allen rotatorischen Freiheitsgraden einstellbar sind. Sowohl der Strahlwinkel als auch der Strahlversatz werden für beide Interferometer so angepasst, dass die optische Achse der adaptiven Zylinderoptik von den Wellenfronten symmetrisch durchlaufen wird. Eine vollständige Justiervorschrift liegt in Quelle [29], S.98ff vor.

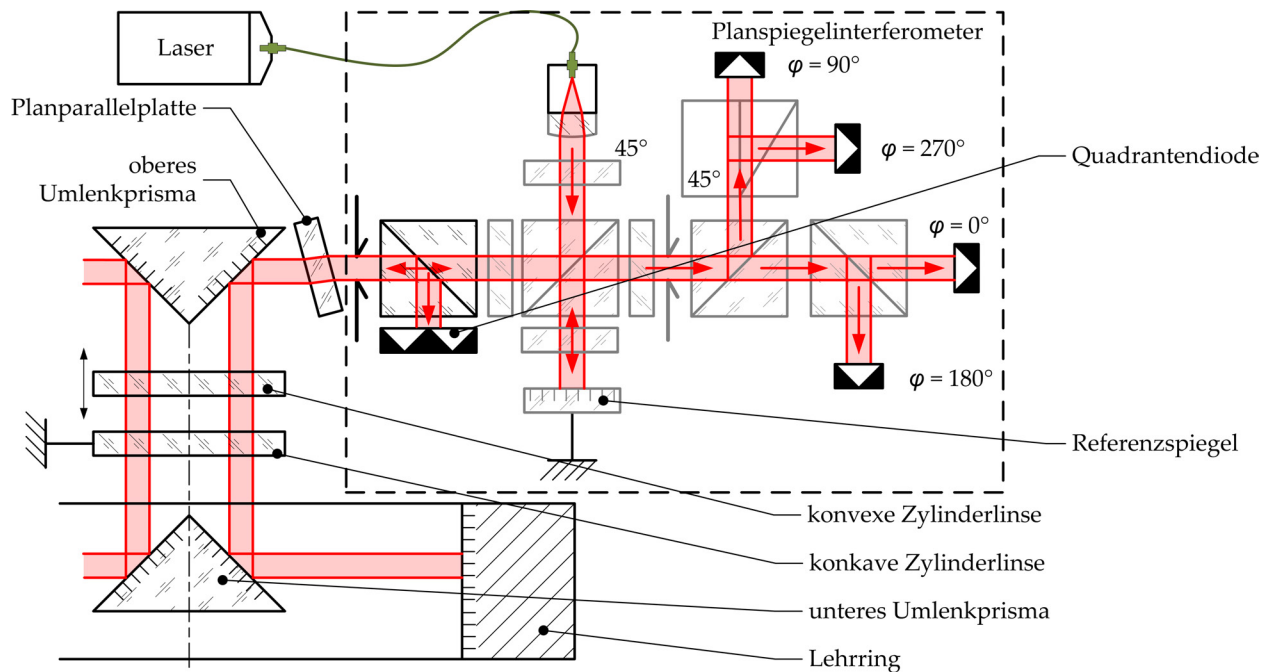


Abbildung 2.9: Komponenten des interferenzoptischen Messsystems: adaptiertes Planspiegelinterferometer mit integrierter Quadrantendiode

2.4 Aufbau des Demonstrators

Für die Realisierung von messtechnischen Untersuchungen zur optischen Rundheits- und Rundlaufmessung wurde ein Technologiedemonstrator entwickelt und aufgebaut. Dieser Demonstrator basiert auf dem zuvor beschriebenen interferenzoptischen Sensorsystem mit zwei integrierten Planspiegel-Laserinterferometern (Abbildung 2.10). Das System umfasst einen Spindelantrieb (1) über den das interferenzoptische Messsystem (2) am zugehörigen Portal (3) positioniert wird. Das Messobjekt, der Lehrring (4), liegt auf einem Justieraufsatz (5) auf, welcher vom eingesetzten Drehtisch (6) ebenfalls rotiert wird.

Der Spindelantrieb (1) wird mit einem Servomotor angetrieben. Die eingesetzte Gewindespindel ist mit einer Kugelumlaufhülse versehen. Ein vorgeschaltetes Schneckengetriebe sorgt für die Selbstsperrung der Portalposition. Dieses ist zwischen der Antriebseinheit und der Kugelumlaufspindel untergebracht. Der Spindelantrieb wird zum Positionieren des Messsystems (2) auf verschiedene Messebenen an der Lehrringoberfläche sowie für die Freigabe des Messobjektes (Austausch von Prüflingen) genutzt. Das Portal (3) vereint die Messsystemaufnahme mit dem Führungsrahmen. Dieser besteht aus zwei zylindrischen Führungsstangen, deren Enden an Stützstreben verbunden sind. Die Änderung des Biegeverlaufs der Führungsstangen wird bei Verlagerung der Last durch diese konstruktive Maßnahme verringert. Der Führungsschlitten umfasst vier Kugelumlaufführungen, die im Verbund für eine ausreichend große Führungslänge sorgen. Die Führungslänge beträgt $l = 170 \text{ mm}$. Das Lagerspiel in der Umlaufführung beträgt $\Delta d = 0,02 \text{ mm}$, wodurch sich eine maximale Winkeländerung von $\Delta\varphi = 0,118 \text{ mrad}$ in Folge einer unbestimmten Kippung des Messkopfes (Nicken und Gieren) in der Führungsachse ergibt. Die eigentliche Sensorsystemaufnahme besteht aus zwei parallel angeordneten Platten. Die frei rotierbare Platte ist über eine als Gelenk

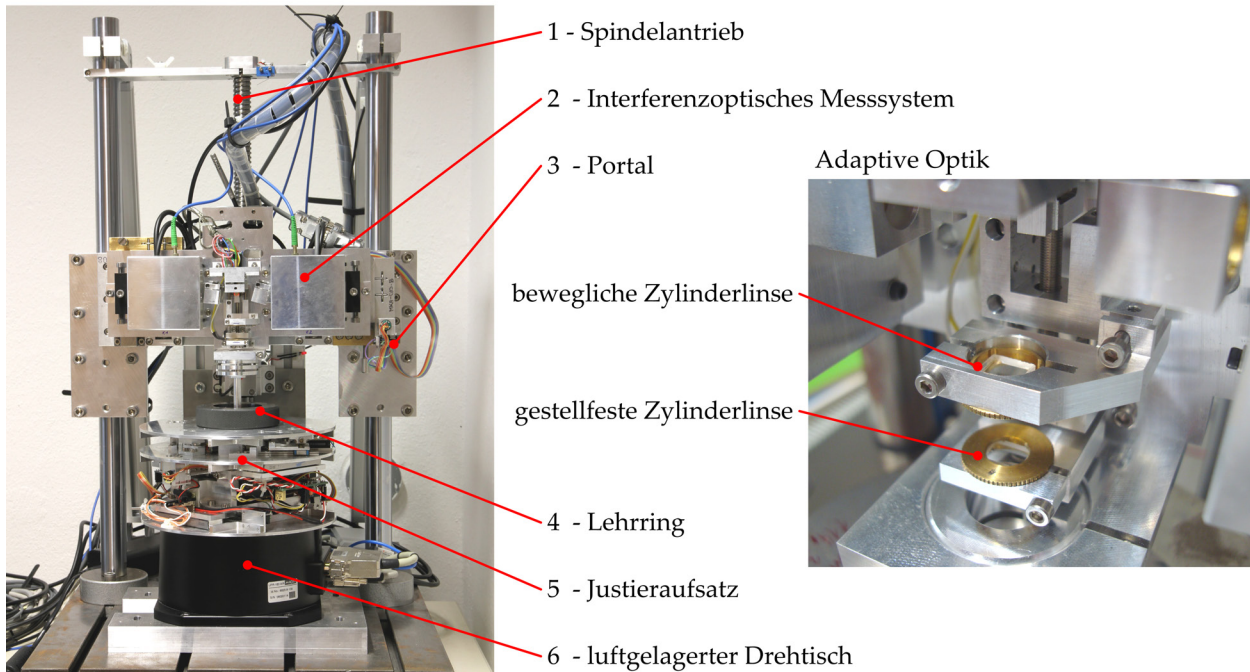


Abbildung 2.10: Realisierter Technologiedemonstrator für die interferenzoptische Rundheitsmessung, vgl. [14]

dienende Edelstahlkugel mit der gestellfesten Platte verbunden. Drei Gewindestifte mit Kugelspitzen sind konstruktiv so angeordnet, dass die Justage einer der drei rotatorischen Freiheitsgrade des Messsystems keine Beeinflussung der jeweils anderen beiden Freiheitsgrade nach sich zieht. Dieser Umstand vereinfacht die Justierung erheblich. Die Justierstellen sind spielfrei ausgeführt, da sechs Zugfedern für einen Kraftschluss zwischen beiden Platten der Sensorsystemaufnahme sorgen.

Der Lehring (4), welcher als Messobjekt für die Rundheitsmessungen dient bzw. die optischen Anstastflächen für die Rundlaufmessung bereitstellt, liegt offen ohne Klemmung auf einem speziellen Justieraufsatz auf. Diese Klemmung ist nicht erforderlich, da es keine mechanische Wechselwirkung zwischen Messobjekt und Sensorsystem gibt. Gleichzeitig wird die Zeit für den Messobjektwechsel deutlich verringert. Wie bereits beschrieben, muss für eine hochgenaue Messung die Lage der Lehringachse zur Drehtischachse kollinear ausgerichtet werden. Die Zustellung im Justieraufsatz (5) erfolgt über vier Schrittmotoren mit Planetengetrieben in jeweils zwei rotatorischen und zwei translatorischen Freiheitsgraden. Der Sollwert für die Lagejustierung wird aus den optischen Signalen der Quadranten-Dioden entnommen. Die Planetengetriebe sind über Federblattkupplungen an spielfreie Schraubengetriebe gekoppelt. In den rotatorischen Justierachsen werden linear geführte Keile verschoben, die die Winkellage der Ringauflage an einem Kugelgelenk verändern [36]. Die Ansteuerung des Justieraufsatzes erfolgt drahtlos über ein Bluetooth-Modul. Die integrierte Endstufe für die Antriebe ist aus Gründen des eingeschränkten Bauraums eine Eigenentwicklung. Die notwendige elektrische Energie liefert ein aufladbarer Akku, welcher auf Lithium-Eisen-Zellen basiert. Diese Anordnung kommt ohne eine Schleifringbaugruppe für die Daten- und Energieübertragung im Drehtisch aus. Dadurch wird eine mechanische Wechselwirkung auf den Rundlauf

des Drehtisches vermieden. Das interferenzoptische Messsystem befindet sich an einer in allen drei Raumwinkellagen justierbaren Aufnahme des Portalschlittens und ist somit gegenüber der Drehtischachse justierbar. Die Interferometerstrahlen, welche die Leerringinnenflächen antasten, müssen so ausgerichtet sein, dass ihre virtuelle Verlängerung die Drehachse des Drehtisches schneidet, damit das Licht in sich reflektiert wird. Die Justierung des Messsystems relativ zur Drehachse wird einmalig bei der erstmaligen Inbetriebnahme des Demonstrators durchgeführt. Der eingesetzte luftgelagerte Drehtisch (6) wird in seiner Winkellage mittels sieben elektronisch kommutierten Polpaaren gehalten. In den nachfolgenden Messungen zeigt sich bei der Auswertung des Drehtischtaumels ein spezielles Muster, welches auf die Anordnung der sieben Polpaare zurückzuführen ist. Die Regelung der Drehtischlage erfolgt auf Basis der Winkelmessdaten des internen inkrementellen Winkelgebers. Die interne Positionsverarbeitung und -regelung des Drehtisches arbeitet absolut. Der eingesetzte PID-Regler ist variabel anpassbar. Die verwendete Steuerung besitzt ein Zählregister mit begrenzter Größe, das nur 27 Umdrehungen zulässt, was einer elektronischen Endlage gleichkommt. Dieser Umstand muss in der übergeordneten Ablaufsteuerung der Software berücksichtigt werden, indem sich alle Rotationsbewegungen in positiver und negativer Drehrichtung in der Summe nach einem Justier- oder Messdurchlauf gegenseitig aufheben. Das Messsignal des Drehwinkelgebers im Drehtisch wird zusätzlich abgegriffen, um die Messdatenerfassung der Interferometer mit der Drehwinkellage zu synchronisieren. Eine kleine zusätzlich entwickelte Einsteckplatine für die Auswerteeinheit wandelt die Spannungspegel der Rechteckimpulse in ein TTL-kompatibles Signal. Dieses wird zum Zweck der Synchronisierung der Messung am Event-Trigger-Eingang der Auswerteeinheit übergeben.

Die Peripherieelektronik umfasst die bereits genannte Laser- und Auswerteeinheit für beide Interferometer, die Steuerung des Drehtisches, die Steuerung des Spindelantriebs sowie die Steuerung der Schrittmotoren. Ein Übersichtsplan befindet sich in Anhang A auf Abbildung A.2 (Seite 152).

2.5 Verarbeitung der Rundheitsmessdaten

Die Rundheit beschreibt die geometrische Eigenschaft eines Kreises und wird durch einen einzelnen Wert pro Messebene angegeben. Um diesen Wert normgerecht zu berechnen, müssen die örtlichen Rundheitsabweichungen (LRD, local roundness deviation) ermittelt werden. Da sich diese jedoch auf einen von vier nach Norm definierten Referenzkreisen (Referenzkreis der minimalen Zone MZCI, Referenzkreis der kleinsten Abweichungsquadrate LSCI, kleinster umschriebener Referenzkreis MCCI, größter einbeschriebener Referenzkreis MICI) beziehen [35], sind die örtlichen Rundheitsabweichungen nicht direkt messbar. Es werden, bezogen auf die Drehwinkellage des Drehtisches, die interferometrisch erfassten Relativlagen zwischen den Leerringoberflächenpunkten und der Rotationsachse gemessen. Aus diesen lassen sich im Anschluss die eigentlichen Rundheitsabweichungen zum gewählten Referenzkreis ermitteln, vorausgesetzt der Rundlauf der Drehachse ist bekannt. Wie bei einer taktilen Rundheitsmessung besteht die Weiterverarbeitung der gemessenen Daten aus Filterung, Mittelwertbildung von Mehrfachmessungen und mathematischer Kompensation von systematischen Fehlereinflüssen. Zu letzteren zählt der Rundlauf des verwendeten Drehtisches, welcher vor einer Rundheitsmessung bekannt sein sollte. Für eigene

messtechnische Untersuchungen ist der einzelne Rundheitswert eines Profils von untergeordneter Bedeutung, da die große Zahl der lokal erfassten Abweichungen im Rundheitsprofil aufgrund einer Vielzahl an Werten mehr Informationen für Vergleichs- und Reproduzierbarkeitsmessungen liefern.

2.5.1 Datenaufnahme und Datenvorverarbeitung

Wie bereits in Abschnitt 2.4 beschrieben, triggert der inkrementelle Winkelmessgeber des Drehtisches die interferometrische Messung. Dieser inkrementelle Geber löst 9000 Einzelschritte auf $\varphi = 360^\circ$ auf. Somit wird jede Lehringoberfläche in Winkelschritten zu $\Delta\varphi = 0,04^\circ$ abgetastet. Jede Relativlagenmessung dieser Winkelsegmente wird als ein einzelnes Messevent über den Eventtriggereingang der verwendeten Laser- und Auswerteeinheit gestartet. Der Standardwert für die Winkelgeschwindigkeit bei der Messung beträgt $\omega = 2 \text{ U/min}$. Die Abtastrate beträgt somit $f = 18 \text{ kHz}$. Die in einem Messevent erfasste Relativlage eines Winkelsegments ist der lokale Mittelwert der erfassten Interferometerwerte. Während eines Messevents befindet sich der Lehring in Rotation. Dadurch überstreift der Messstrahl während der Messeventdauer ein ganzes Bogensegment und erfasst dessen mittlere Höhe. Dies kommt somit einer Tiefpassfilterung gleich, da nur der erfasste Mittelwert für ein $0,04^\circ$ -Winkelsegment gespeichert wird. Zugleich kommt zum Tragen, dass der Messstrahl aufgrund der Zylinderoptik eine Ausdehnung in Drehachsenrichtung (z-Achse) besitzt und als 3 mm hohe Linie die Oberfläche abtastet. Somit wird auch über die Höhe gemittelt. Dieser Umstand ist, bezogen auf eine taktile Messung, mit der Filterung des Oberflächenverlaufs durch eine Kugelgeometrie (Kugelradius) vergleichbar. Im Ergebnis bleibt ein Messdatenfeld mit $n = 9000$ Einzelwerten x_i , die einen vorgefilterten Oberflächenverlauf des Lehrings in der Messebene abbilden. Jeder dieser Einzelwerte repräsentiert den gemittelten Lage-schwerpunkt eines überstrichenen Bogensegments im Querschnittsprofil. Im Anschluss werden die bekannten bzw. ermittelbaren systematischen Abweichungen korrigiert. Die Reihenfolge der Korrektur ist ohne Einfluss auf das Ergebnis, da es sich bei jedem der nachfolgend beschriebenen Schritte um elementweise durchgeführte Additionen oder Subtraktionen der Datenarrays handelt. Die als Schließfehler zu bezeichnende Abweichung, die durch eine kontinuierliche Signaldrift erzeugt wird, äußert sich in einer Unstetigkeitsstelle am Übergang von $\varphi = 360^\circ$ zurück auf $\varphi = 0^\circ$. Die Ursache sind Temperaturänderungen während der Messung. Diese verursachen entweder eine Wärmeausdehnung des Prüflings (vgl. VDI-Richtlinie [10], S.11) oder erzeugen durch Brechzahländerungen in der Luft eine interferometrische Längenänderung in der Totstrecke des Messsystems. Beim Anschließen des letzten Messwertes an den ersten soll sich kein signifikanter Sprung befinden. Es wurde daher ein Algorithmus in die Messsoftware eingebunden, der abprüft, ob ein solcher Sprung vorhanden ist und korrigiert näherungsweise linear alle Messwerte im Array über einen zu errechnenden Anstieg a_{lin} nach Gleichung 2.14.

$$x_{\text{neu},i} = x_i - a_{\text{lin}} \cdot i \text{ mit } a_{\text{lin}} = \frac{\left[\frac{(\sum_{i=0}^4 x_{[n-(i+1)]})}{5} - \frac{(\sum_{i=0}^4 x_i)}{5} \right]}{n} \quad (2.14)$$

Der Anstieg wird standardmäßig auf Basis der beiden Mittelwerte aus den ersten fünf und den letzten fünf Messwerten des Messdatenarrays berechnet.

Anschließend erfolgt die Subtraktion des Lagerfehlers von den noch ungefilterten Messdaten. Dies wird durch die gute mechanische Reproduzierbarkeit des Rundlaufs im Drehtisch ermöglicht. Entscheidend für den reproduzierbaren Rundlauf ist dabei die Verwendung von Luftlagern im Drehtisch. Da Luftlager gegenüber Kugellagern eine geringere Steifigkeit aufweisen, können für verschiedene Leerringgrößen jedoch unterschiedliche Rundlaufabweichungen auftreten. Der Rundlauf ändert sich durch eine Änderung der Auflagekraft auf die Luftlager infolge unterschiedlicher Leerringe, die je nach Durchmesser beim Austausch starke Gewichtskraftunterschiede bewirken. Der Rundlauf ist in Form eines Korrekturdatensatzes in der Steuerung hinterlegt. Dieser kann gemäß der in Unterabschnitt 2.5.2 nachfolgend beschriebenen Methode bestimmt werden.

Zur Filterung der Rohdaten kommt zusätzlich ein gleitender Mittelwertbildner zum Einsatz. Vor jeder Messung legt der Anwender die Anzahl der benachbarten Werte fest, über die bei der Messdatenverarbeitung gemittelt werden soll. Dabei bezieht der implementierte Algorithmus am Beginn des Messdatenarrays die sich anschließenden Werte am Ende des Messdatenarrays mit ein. Ebenso wird am Ende des Messdatenarrays der Übergang zum Anfang des Arrays berücksichtigt und dessen Werte für die Mittelwertbildung mit eingebunden.

Jeder Messdatensatz beinhaltet einen weiteren systematischen Fehler, welcher durch die auch nach der automatischen Leerringausrichtung vorhandene Restexzentrizität hervorgerufen wird. Dieser Fehler ist jedoch durch eine harmonische Analyse des geschlossenen Profils bestimmbar. Diese Methode wird in Unterabschnitt 2.5.3 beschrieben.

2.5.2 Lagerfehlerkorrektur

Das interferenzoptische Rundheitsprüfgerät mit der 180°-Doppelanordnung eignet sich hervorragend für die Ermittlung von Rundläufen verschiedener Drehtische. Mit dieser Anordnung ist das Prinzip der Donaldson Reversal Methode umsetzbar, ohne dass das messende System relativ zur Rotationsachse um 180° gedreht werden muss (vgl. Umsetzungen in [37], [38]). Um den Rundlauf zu errechnen, muss der Leerring zweimal gemessen werden. Zwischen der ersten und der zweiten Messung wird der Leerring um 180° gegen die Achse des Drehtisches gedreht und nach der Drehung neu ausgerichtet (Abbildung 2.11). Bei der Messung mit einem Messtaster muss dieser in seinem Antastpunkt ebenfalls um 180° gegen die Achse des Drehtisches gedreht werden, allerdings entfällt dieser Schritt durch die doppelte Messanordnung der Interferometer. Sowohl die Form des Leerrings als auch der Rundlauf des Drehtisches überlagern sich und werden zweimal simultan aufgezeichnet. Durch die mechanische Drehung des Leerrings vor der zweiten Messung ergibt sich in den Messwerten eine Phasenverschiebung von 180° zwischen dem Rundlauf des Drehtisches und der Rundheit des Leerrings. Es werden vier Messdatensätze erzeugt, bei denen die Messdatenvorverarbeitung aus Unterabschnitt 2.5.1 angewendet wird. Allerdings findet selbstverständlich noch kein Abzug des zu diesem Zeitpunkt noch unbestimmten Rundlaufs statt. Aus diesen vier Messdatensätzen lässt sich nun der Lagerfehler zweimal bestimmen (Gleichungen 2.15). Der erfasste primäre Messdatensatz von Interferometer 1 wird als $I_{1,0^\circ}$ bezeichnet und $I_{2,180^\circ}$ steht

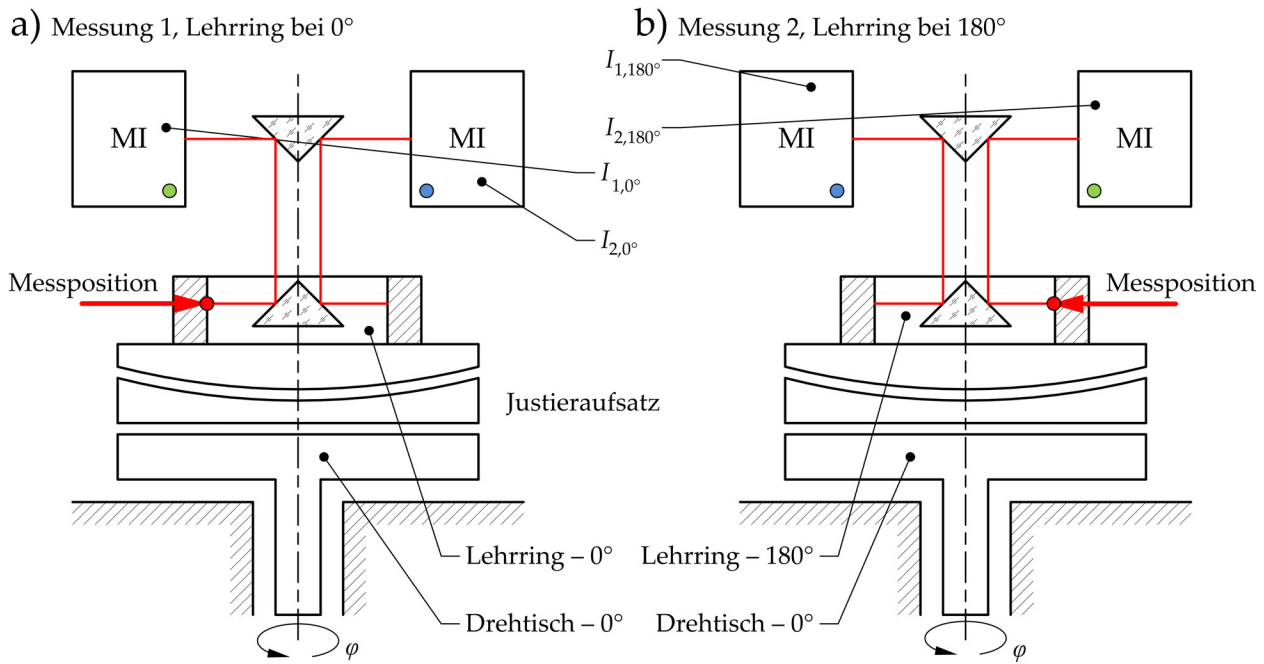


Abbildung 2.11: Erfassung des Drehtischrundlaufs mittels Donaldson Reversal Methode am interferenzoptischen Rundheitsprüfgerät, Abbildung nach [14]

für den sekundären Messdatensatz von Interferometer 2 mit dem um 180°-gedreht gemessenen Leerring. Aus den Rundläufen L_1 und L_2 wird im Anschluss noch ein Mittelwert L_{MW} gebildet.

$$L_1 = \frac{I_{1,0^\circ} - I_{2,180^\circ}}{2}, L_2 = \frac{I_{1,180^\circ} - I_{2,0^\circ}}{2} \quad (2.15)$$

Der erfasste Rundlauf wird in einer Datei hinterlegt, auf die das Steuerprogramm des Messsystems bei zukünftigen Messungen Zugriff hat.

2.5.3 Harmonische Analyse

Mit der harmonischen Analyse des erfassten Rundheitsprofils ist es möglich, den Einfluss der Wellenzahl erster Ordnung im Rundheitsprofil zu berechnen und anschließend zu eliminieren. Wie bereits erwähnt, beschreibt die Wellenzahl erster Ordnung die exzentrische Lage des gemessenen Profils, was der Restexzentrizität des Leerrings entspricht. Wird diese Restexzentrizität durch die harmonische Analyse berechnet, ist sie vom gemessenen Rundheitsprofil abziehbar.

Das Rundheitsprofil einer Messung wird in seiner geschlossenen Form betrachtet. Der Verlauf wird ähnlich wie bei einer Signalanalyse als Überlagerung von Sinusfunktionen unterschiedlicher Amplituden, Phasen und Wellenlängen beschrieben. Dabei variiert die Wellenlänge stets über einen ganzzahligen Teiler bezogen auf den Umfang des Leerringprofils. Für Rundheitsmessungen gilt der Begriff der Wellenzahl. Die Wellenzahl beschreibt die Anzahl ganzer Wellenlängen (als Bogenabschnitt) auf einer vollen Kreisumdrehung. Eine Grenzwellenzahl von 150 W/U besagt, dass der Umfang des gemessenen Kreises mit bis zu 150 Wellenzügen gleicher Länge abgebildet

wird. Größere Wellenzahlen werden der Rauheit zugeordnet und gefiltert. Auf diese Weise werden definitionsgemäß Formabweichungen von Oberflächenbeschaffenheiten (Rauheit) getrennt. Die Grenzwellenzahl dient als bestimmende Größe für das Filterdesign des Tiefpasses einer Rundheitsmessung. Da die Wellenzahl an den Winkel gekoppelt ist, gelten für größere Kreisdurchmesser (Lehrringdurchmesser) auch größere Grenzwellenzahlen für die Filterparameter, da die Bogenabschnittslängen zunehmen. Eine mathematische Auswertung der Wellenzahlen wird als harmonische Analyse bezeichnet.

Um den Fehler der noch vorhandenen Restexzentrizität zu eliminieren, wird eine harmonische Analyse des Messdatensatzes für die Wellenzahl 1 W/U durchgeführt. Hierzu werden die Fourierkoeffizienten der ersten Ordnung ermittelt (Gleichungen 2.16 und 2.17). Die Restexzentrizität führt zu einer Deformation des gemessenen Kreisprofils. Die durch den Exzentrizitätsfehler überlagerte Form wird als Kreiskonchoide bezeichnet (vgl. [39], S.98f).

$$a_x = \frac{2}{n} \cdot \sum_{i=0}^{n-1} x_i \cdot \cos \varphi_i = e_x \quad (2.16)$$

$$b_y = \frac{2}{n} \cdot \sum_{i=0}^{n-1} x_i \cdot \sin \varphi_i = e_y \quad (2.17)$$

Dabei stehen x_i für die Messwerte zum zugehörigen Winkel φ_i . Die Variable n gibt die Anzahl der Messwerte auf eine volle Umdrehung an und ist mit der Wellenzahl eng verknüpft. Der Betrag der Restexzentrizität lässt sich über die vektorielle Addition der Beträge von a_x und b_y berechnen (Gleichung 2.18).

$$e = \sqrt{a_x^2 + b_y^2} \quad (2.18)$$

Mittels Gleichung 2.19 kann der harmonische Fehler erster Ordnung korrigiert werden. Dies wird für beide Messdatenarrays beider Interferometer separat durchgeführt. Dabei ist γ der Phasenwinkel der Exzentrizität (siehe Abbildung 2.7, S.18).

$$x_{\text{neu},i} = x_{\text{neu},i} - e \cdot \cos(\varphi_i - \gamma) \quad (2.19)$$

Es sei nochmals erwähnt, dass sich in der 180° -Doppelanordnung auch mit der dann anwendbaren Summen- und Differenzbildung die Rundheitsmesswerte korrigieren lassen. Die Summenbildung der beiden Interferometersignale eliminiert die Exzentrizität, während die Differenzbildung die verbliebene Exzentrizität des Lehrrings liefert. Benutzt man die Methode der Summen- und Differenzbildung für die Erfassung der Rundheit, werden gleichzeitig neben der Exzentrizität alle Formabweichungen mit ungerader oder gerader Wellenzahl eliminiert. Bei der Summenbildung geht die Hälfte aller Formabweichungsinformationen verloren. Die dann verlorenen Werte beschreiben alle Formabweichungen, die sich als Gleichdick auswirken. Dagegen gehen bei der Differenzbildung alle Informationen verloren, die durch gerade Wellenzahlen definiert werden. Aus diesem Grund sollte stattdessen die harmonische Analyse verwendet werden.

2.6 Messtechnische Charakterisierung

Um das neue Messprinzip zu charakterisieren wurden am Demonstrator für interferenzoptische Rundheitsmessungen Untersuchungen mit verschiedenen Lehrringen durchgeführt (vgl. [14]). Neben dem variierenden Durchmesser und der damit variierenden Gewichtskraft beeinflusst auch die Oberflächenbeschaffenheit der Innenfläche das Messergebnis. Neben den klassischen Lehrringen mit geläppter Oberfläche (niedrige Rauheit, undefinierte Geometrie) wurden auch Lehrringe mit feingeschliffener Oberfläche optisch angetastet. Dabei bestätigte sich zunächst, dass die direkte interferenzoptische Antastung zuverlässig funktioniert, womit die Grundvoraussetzung für nachfolgende interferenzoptische Messungen gelegt ist. Die interferometrische 180° -Doppelanordnung im Messsystem ist eine Voraussetzung für die Bestimmung des Rundlaufs am eingesetzten Drehtisch. Diese eignet sich sehr gut zur Ermittlung der Reproduzierbarkeit des Messsystems, da hier die lokalen relativen Abweichungen, welche auf feste Winkelpositionen bezogen sind, erfasst und ausgewertet werden müssen. Auf diese Weise entstehen bei einer Messungen eine Vielzahl an ortsgebundenen Messpunkten. Der Vergleich dieser Messpunkte über mehrere Messungen hinweg lässt Rückschlüsse auf die Eigenschaften des Gesamtsystems zu. Durch die zuvor beschriebene Donaldson Reversal Methode werden die Rundheitsabweichungen der Lehrringe vom Rundlauf des Drehtisches getrennt. Dadurch ist es möglich, systematische Einflüsse der Oberflächenbeschaffenheit des Lehr rings auf die interferenzoptische Messung unabhängig von dessen Rundheit zu untersuchen (Unterabschnitt 2.6.3). Zunächst wird in Unterabschnitt 2.6.1 daher der Nachweis zur Methode der Rundlaufmessung am luftgelagerten Drehtisch geführt. Vergleichsmessungen zur Rundheit sind für eine messtechnische Charakterisierung des interferenzoptischen Systems nicht förderlich, da deren Einzelwert keinen Drehwinkelbezug besitzt und in seiner Berechnung abhängig vom gewählten Referenzkreis ist, was die Vergleichbarkeit einschränken kann. In Unterabschnitt 2.6.2 folgt daher auch die Langzeitauswertung der Reproduzierbarkeit bezogen auf den gemessenen Rundlauf.

2.6.1 Rundlaufmessung des Drehtisches

Für den Nachweis der Methode zur Bestimmung des Rundlaufs am eingesetzten Drehtisch wurden Untersuchungen durchgeführt. Gleichzeitig besteht das Ziel dieser Messung darin, den Rundlauf des eingesetzten Drehtisches für die Korrektur des systematischen Fehlereinflusses zu bestimmen und diesen dann bei Rundheitsmessungen an Lehrringen einzusetzen. Die Bestimmung des Rundlaufs wurde an einem Drehtisch UPR-160 von PI Micos durchgeführt (vgl. [14]), welcher im Demonstrator zum Einsatz kommt. Dieser Drehtisch besitzt keine Kugellager, sondern ist in seiner Drehachse luftgelagert. Der Rundlauf wiederholt sich bei einem luftgelagerten Drehtisch alle 360° , was einen bedeutenden Unterschied zu kugellagerten Drehtischen darstellt. Kugellagerte Drehtische weisen eine 720° -Charakteristik auf, da sich bei einer vollen Umdrehung des Tisches der interne Kugelkäfig nur um die Hälfte weiterdreht. Zusätzlich besteht ein leichter Schlupf zwischen Kugelkäfig und Lagerschalen, welcher zu einer fortlaufenden Veränderung des Rundlaufs führt. Messungen an luftgelagerten Drehtischen bieten bzgl. des Rundlaufs konstante

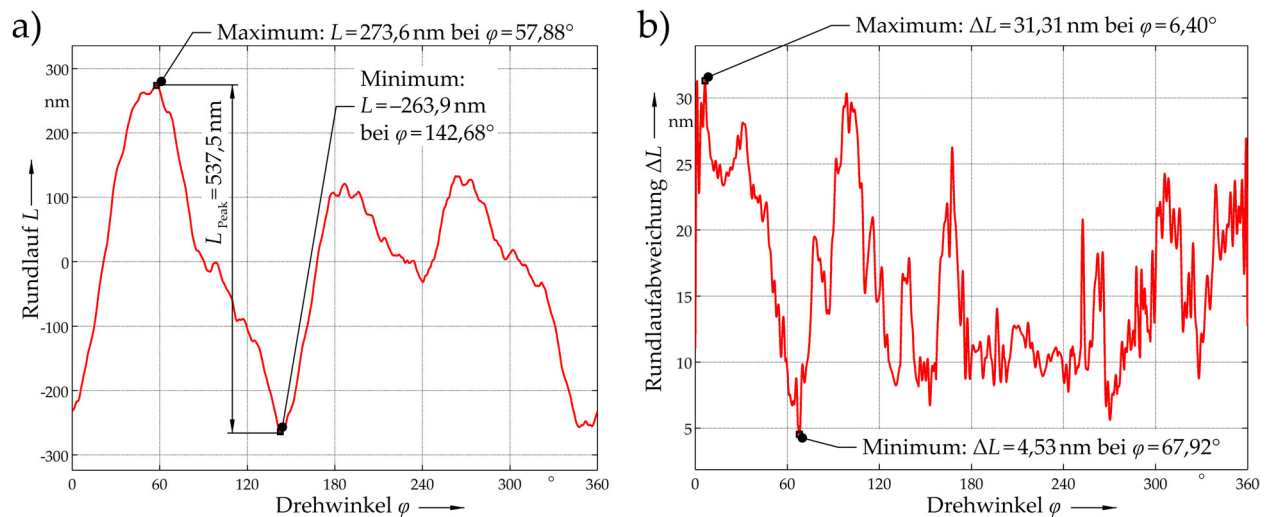


Abbildung 2.12: Ermittelter Rundlauf des im Demonstrator eingebauten Drehtisches: a) mittlerer Rundlauf des Drehtisches b) winkelabhängig ermittelte Reproduzierbarkeit der Lagerfehlerabweichung über alle Messungen, vgl. [14]

Bedingungen. Für die durchgeführten Messungen am luftgelagerten Drehtisch kamen vier geläppte Leerringe mit den Durchmessern $d = 20 \text{ mm}$, $d = 40 \text{ mm}$, $d = 50 \text{ mm}$ und $d = 60 \text{ mm}$ zum Einsatz. Zusätzlich wurde mit einem feingeschliffenen Leerring mit einem Durchmesser von $d = 10 \text{ mm}$ gemessen. Es wurden mit den geläpften Leerringen vier Rundläufe aus zehn Rundlaufmessungen über die Donaldson-Reversal-Methode erfasst. Im Mai 2013 wurden im Messlabor der Firma LMW SCHMALKALDEN GMBH Messungen mit den verwendeten Leerringdurchmessern $d = 20 \text{ mm}$ und $d = 50 \text{ mm}$ durchgeführt und im Oktober 2013 am selben Ort Messungen mit den verwendeten Leerringdurchmessern $d = 40 \text{ mm}$ und $d = 60 \text{ mm}$. Im Ergebnis fällt eine gute Deckungsgleichheit auf, die auf eine hohe Langzeitstabilität des Messaufbaus und eine geringe Reproduzierbarkeitsabweichung der Messungen schließen lassen. Abbildung 2.12a zeigt den aus allen vier Einzelrundläufen ermittelten Gesamtrundlauf, der im Maximum $L_{\text{Peak}} = 537,5 \text{ nm}$ beträgt. Dieser Wert liegt innerhalb der vom Hersteller angegebenen maximalen Rundlaufabweichung des Drehtisches. Die bei den Messungen ermittelten maximalen lokalen Abweichungen sind in Abbildung 2.12b dargestellt. In den nachfolgenden Abschnitten werden diese Abweichungen und deren mögliche Ursachen näher betrachtet und diskutiert.

2.6.2 Reproduzierbarkeit des Rundlaufs

Die Reproduzierbarkeit der Rundlaufmessung hängt von der Konstanz des Drehtischrundlaufs (Mechanik) und von der messtechnischen Stabilität des interferenzoptischen Messsystems (Interferometrie) ab. Diese sind untrennbar miteinander verknüpft. Bei einer Untersuchung der winkelabhängigen Streuung der Rundlaufabweichungen über viele Messungen hinweg zeigen sich jedoch lokale Unterschiede. Aus diesen lokalen Unterschieden lässt sich abschätzen, in welcher Größenordnung der Anteil der Bewegungsreproduzierbarkeit der Drehtischachse an der Reproduzierbarkeit der Messung liegt. Die lokale Reproduzierbarkeit des gemessenen Rundlaufs ergibt sich

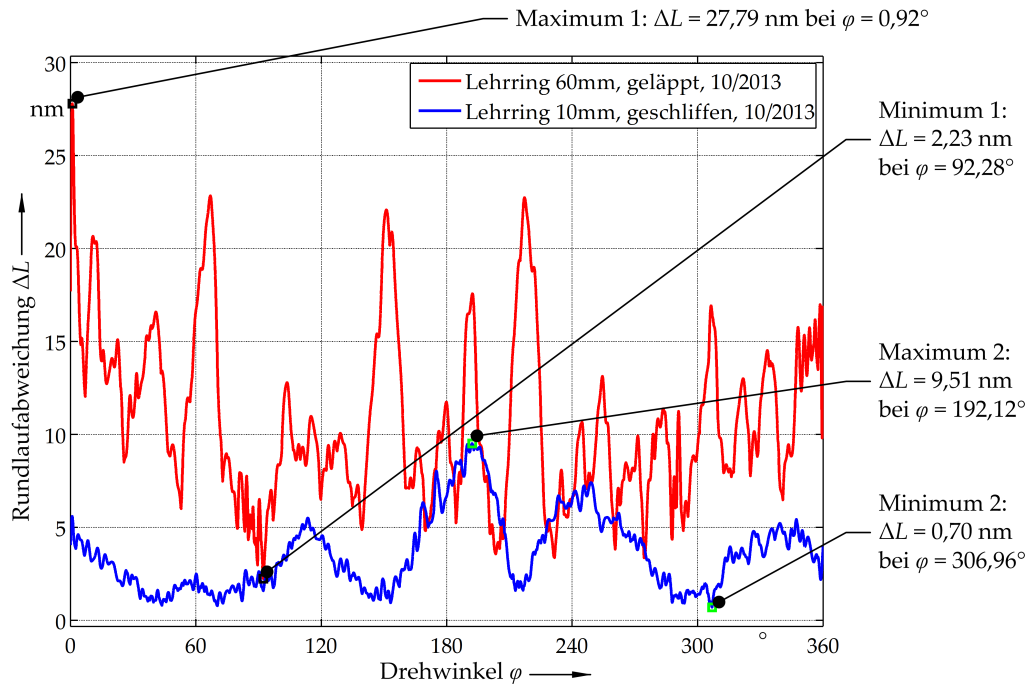


Abbildung 2.13: Lokale Rundlaufabweichung je einer einzelnen Messreihe im Vergleich mit unterschiedlichem Oberflächen-Finish, vgl. [14]

aus den drehwinkelabhängig gemessenen Rundlaufabweichungen, betrachtet über alle Messungen mit geläpten Lehringen und über den genannten Zeitraum von fünf Monaten hinweg. Die lokale Reproduzierbarkeit des Rundlaufs liegt in den durchgeführten Messungen je nach Drehwinkelage des Drehtisches zwischen $\Delta L = 4,53 \text{ nm}$ und $\Delta L = 31,31 \text{ nm}$ (Abbildung 2.12b). Die mittlere lokale Reproduzierbarkeit des Rundlaufs beträgt dann $\bar{\Delta L} = 15,83 \text{ nm}$ über 360° . Die berechnete Standardabweichung der Reproduzierbarkeit beträgt $s(\bar{\Delta L}) = 6,25 \text{ nm}$. Der Unsicherheitsbeitrag durch zufällige Fehlereinflüsse auf den gemessenen Rundlauf ergibt sich daraus zu $U(L(\varphi_i)) = 12,5 \text{ nm}$ für $k = 2$ und $P = 95\%$. Das bedeutet, dass jede lokale, winkelabhängige Rundlaufabweichung mit einer erweiterten Unsicherheit von $\pm 12,5 \text{ nm}$ versehen ist.

Betrachtet man lediglich eine Messreihe mit einem Lehrring, können sich auch kleinere Rundlaufabweichungen ergeben. Auffällig ist der Unterschied zwischen Lehringen mit geläppter Oberfläche oder mit feingeschliffener Oberfläche (Abbildung 2.13). Während eine zehnfach durchgeführte Rundlaufmessung mit geläpptem Lehrring des Durchmessers $d = 60 \text{ mm}$ zu einer winkelbezogenen Rundlaufabweichung von bis zu $\Delta L = 27,79 \text{ nm}$ führt, ergibt sich bei einer Messung mit feingeschliffener Oberfläche ($d = 10 \text{ mm}$) eine geringere winkelbezogene Rundlaufabweichung von $\Delta L = 9,51 \text{ nm}$ im Maximum. Dies ist erstaunlich, da sich nun der Schluss ziehen lässt, dass scheinbar eine Oberfläche mit erhöhter Rauheit die Reproduzierbarkeit der optischen Messung verbessert. Tatsächlich ist es aber so, dass der geschliffene Lehrring keine geometrisch undefinierten Riefen und Rillen des Läppvorgangs auf seiner Oberfläche besitzt, sondern eine stochastisch nahezu gleichverteilte Rauheitsstruktur. Diese sorgt dafür, dass der Laserstrahl bei der Reflexion an der Oberfläche in seiner Schwerpunktwinkelage verbleibt. Dies ist trotz stärkerer Streuung bei der Reflexion der Fall. Rillen und Riefen verursachen lokale Fehlwinkel bei der Strahlreflexion. Da die Oberfläche eines geschliffenen Lehrings den reflektierten Messstrahl jedoch stärker streut, müsste

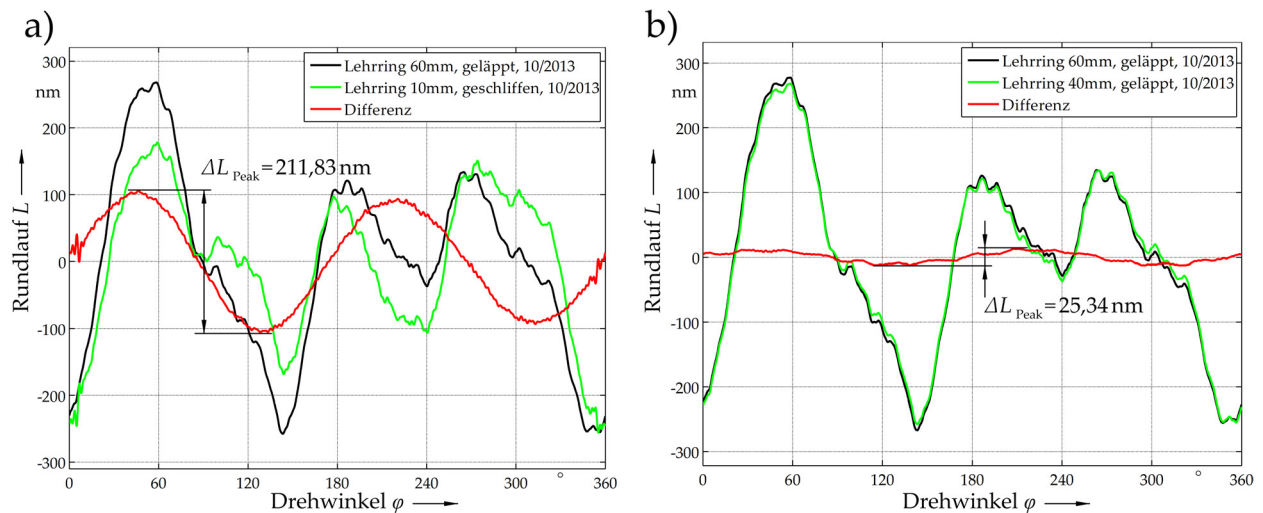


Abbildung 2.14: Vergleich der ermittelten Rundläufe bei Verwendung von geschliffenen oder geläphten Lehringoberflächen: a) Rundläufe und Rundlaufabweichung für geläphten und feingeschliffenen Lehring, b) Rundläufe und Rundlaufabweichung für zwei geläppte Lehrringe unterschiedlichen Durchmessers

sich eine gesteigerte Unsicherheit bei der automatisierten Lehringausrichtung in den rotatorischen Freiheitsgraden ergeben. Die Empfindlichkeit der Quadrantendiodenmessung sinkt, wodurch sich die verbleibende Lehringneigung verstärken würde. Dies führt in der Folge zu einer Vergrößerung des Lehringtaumels bei der Drehung und damit zu einer sinusförmigen Abweichung. Dieser Zusammenhang soll im nächsten Unterabschnitt 2.6.3 näher untersucht werden.

2.6.3 Systematische Zusammenhänge

Messungen im Unterabschnitt 2.6.2 zeigten eine positive Auswirkung der Oberflächenbeschaffenheit der Lehrringe auf den zufälligen Fehler bei der interferenzoptischen Rundlaufmessung. Geschliffene Oberflächen reduzieren den zufälligen Fehlereinfluss auf die Messung. In diesem Unterabschnitt soll jedoch geklärt werden, in welcher Größenordnung der Fehlereinfluss der Oberflächenbeschaffenheit durch eine nur unzureichend genaue Lehringausrichtung liegt. Eine vergleichende Auswertung des gemessenen Rundlaufs mit geläphtem Lehring ($d = 60 \text{ mm}$) und feingeschliffenem Lehring ($d = 10 \text{ mm}$) zeigt eine systematische Abhängigkeit in der zweiten Ordnung der Wellenzahl. Die Rundlaufabweichung zwischen beiden Rundlaufmessungen liegt bei bis zu $\Delta L_{\text{Peak}} = 211,83 \text{ nm}$ (vgl. Abbildung 2.14a). Diese Abweichung ist durch eine unterschiedlich stark ausgeprägte Taumelbewegung der Lehrringe zwischen beiden Messungen zu begründen. Wie bereits zuvor erwähnt, lässt sich ein geschliffener Lehring hinsichtlich der Neigung nur schlecht automatisiert ausrichten, da die Auflösung der Quadrantendiode in Folge der Streuung des Laserlichts herabgesetzt ist. Der Taumelfehler wird schlechter ausjustiert als bei Lehrringen mit geläppter Oberfläche. Vergleicht man hingegen den Rundlauf zweier geläppter Lehrringe, so fällt der Fehlereinfluss der Taumelbewegung geringer aus. In dem in Abbildung 2.14b dargestellten Beispiel zwischen einem geläphten 60 mm-Lehring und einem 40 mm-Lehring ergibt sich lediglich

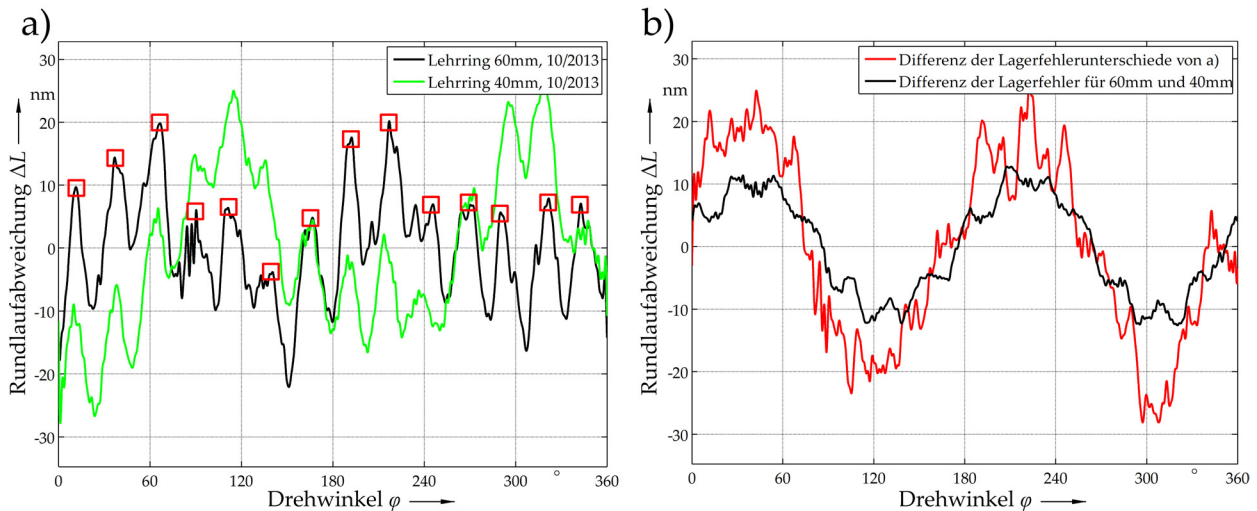


Abbildung 2.15: Vergleich der ermittelten Rundläufe bei Messungen in verschiedenen Messebenen: a) Rundlaufabweichungen zwischen oberer und unterer Messebene für zwei Lehrringe (vgl. [14]) mit 14 lokalen Maxima, b) Vergleich der Differenz der Rundlaufabweichungen verschiedener Höhen aus (a) mit der Differenz der Rundläufe aus Abbildung 2.14b)

eine Rundlaufabweichung von $\Delta L_{\text{Peak}} = 25,34 \text{ nm}$ im Maximum. Der Taumelfehlereinfluss infolge der Neigung wird bei Lehrringen mit geläppter Oberfläche besser ausjustiert. Der Taumeleinfluss durch eine zufällige Neigung des Lehr rings muss als zufälliger Fehlereinfluss betrachtet werden, da er in seinem Betrag bei einer Einzelmessung nicht bestimmbar ist. Der Unsicherheitsbeitrag am Rundlauf ist durch seine Doppelsinusform für eine U-Verteilung zu berechnen. Als Konsequenz ergibt sich damit die Maßgabe, eine Rundlaufmessung immer mit einem geläpften Lehr ring durchzuführen, damit die Lehr ringausrichtung auf möglichst exakte Positionssignale an den Quadrantendioden zurückgreifen kann. Dadurch wird eine zu große Fehlwinkelstellung vermieden, die ansonsten als harmonische Abweichung in das Messergebnis eingeht.

Eine weitere Untersuchung gilt dem systematischen Fehlereinfluss des Taumels der Drehtischachse. Dieser Fehlereinfluss wird maßgeblich durch die sieben Polpaare des Antriebssystems bestimmt. In den Untersuchungen überlagert der Einfluss des Taumelfehlers, welcher durch die Lehr ringneigung vorliegt, nur beim Vergleich zweier Messungen an verschiedenen Ringen. Bei Messungen in unterschiedlichen Messebenen gleicher Ringe verändert sich die Ausrichtung der Lehr ringe nicht. Abbildung 2.15 zeigt zwei Diagramme, aus denen sich die Größenordnung des systematischen Fehlereinflusses bestimmen lässt. In Diagramm a) sind die Differenzen der Lagerfehler zu sehen, die jeweils in zwei Messebenen des Lehr rings erfasst wurden. Bei dieser Messung wurden die geläpften Lehr ringe optisch angetastet. Für den 60 mm-Lehr ring ergibt sich eine maximale Rundlaufabweichung von $\Delta L_{\text{Peak}} = 53,90 \text{ nm}$ zwischen dem oberen und dem unteren Rundlauf. Beim 40 mm-Lehr ring beläuft sich die Rundlaufabweichung auf bis zu $\Delta L_{\text{Peak}} = 42,26 \text{ nm}$. Die untere Messebene und die obere Messebene liegen jeweils 2 mm über der Lehr ringunterseite bzw. 2 mm unter der Lehr ringoberseite. Die beiden Kurven zeigen 14 lokale Maxima, die auf lokale Nickbewegungen, bedingt durch die sieben Polpaare des Drehtisches, zurückzuführen sind (rote Quadrate). In Abbildung 2.15b werden die beiden Kurven aus dem Diagramm a) vonein-

Tabelle 2.1: Messbeispiel für bekannte systematische Fehler bei einer Rundheitsmessung, Eingangsschätzwerte und Unsicherheitsbeträge für einen 60 mm-Lehrring, [14], [40]

systematischer Fehler	ermittelte Abweichung $\bar{x}_i \pm U(x_i), k = 2, P = 95 \%$	Korrekturmethode
Schließfehler	$0,016 \mu\text{m} \pm 0,013 \mu\text{m}$	lineare Korrektur
Exzentrizität	$\leq 1,993 \mu\text{m} \pm 0,013 \mu\text{m}$	harmonische Analyse
Rundlauf des Drehtisches	$0,537 \mu\text{m} \pm 0,022 \mu\text{m}$	Subtraktion

ander abgezogen und dargestellt. Dieser Gesamtaumelfehler beinhaltet den Taumelfehler der Drehtischachse und den Taumelfehler, welcher durch die Neigung des Lehrrings hervorgerufen wird (schwarze Kurve). Zwischen beiden besteht ein leichter Phasenversatz. Wenn der Einfluss des Taumels auf den Rundlauf in unterschiedlichen Messebenen berücksichtigt wird, kann der systematische Fehlereinfluss des Drehtischtaumels verringert werden. Es verbleibt jedoch der zufällige Fehlereinfluss durch einen in Richtung und Amplitude abhängigen Taumelfehler, der durch den nicht perfekt ausgerichteten Lehrring (Neigung) in jeder Rundheitsmessung entsteht.

2.7 Messunsicherheit der Rundheitsmessung

Die Fehlereinflüsse bei der interferenzoptischen Rundheitsmessung können in systematische und zufällige Fehler eingeteilt werden. Tabelle 2.1 beschreibt drei bekannte systematische Fehlereinflüsse auf die einzelnen Messungen (vgl. [40]). Alle darin enthaltenen Fehler sind in ihrem Betrag abhängig vom Drehtischwinkel φ . Bekannte systematische Fehler lassen sich korrigieren, wobei dem jeweiligen Korrekturbetrag eine Unsicherheit der quantitativen Bestimmung anhaftet. Unbekannte systematische Fehler werden nach Norm als zufällige Fehlereinflüsse gewertet. Die beiden größten bekannten systematischen Fehlereinflüsse ergeben sich durch die Restexzentrizität des Lehrrings und durch den Rundlauf des Drehtisches. Die Restexzentrizität wird über die in Unterabschnitt 2.5.3 beschriebene harmonische Analyse bestimmt. Die angegebenen Unsicherheiten für den Schließfehler und die Exzentrizität schätzen sich aus der Reproduzierbarkeit der Rundlaufmessung ab ($U(L(\varphi_i)) = 12,5 \text{ nm}$ für $k = 2$ und $P = 95 \%$, Unterabschnitt 2.6.2). Sie spiegeln somit die Unsicherheit wieder, mit der jeder einzelne Messpunkte des Lehrringprofils mit dem Demonstrator über zehn Messungen hinweg ermittelt wird. Die Unsicherheit des Drehtischrundlaufs ergibt sich aus der Kombination von zufälliger Unsicherheit $u_{Zg} = 6,25 \text{ nm}$ mit dem Unsicherheitsbetrag des nicht näher ermittelbaren Lehrringtaumels (Doppelsinusabweichung). Da sich der Taumelfehlereinfluss mit einer Sinusfunktion näherungsweise beschreiben lässt, wird eine U-Verteilung angenommen. Die Amplitude des Taumelfehlers wird ausgehend von den Untersuchungen exemplarisch mit $\Delta a = 0,5 \cdot 25,34 \text{ nm} = 12,67 \text{ nm}$ für geläppte Lehrringe abgeschätzt (vgl. Abbildung 2.14b). In diesem Fall bestimmt sich die Standardunsicherheit zu $u_{Tg} = \Delta a / \sqrt{2} = 8,96 \text{ nm}$. Es wird nun angenommen, dass die zufälligen Rundlaufabweichungen des Drehtisches und der zufällige Restfehler der Lehrringausrichtung, welcher als Taumel unbekannter Amplitude dem Rundlauf überlagert, nicht miteinander korrelieren. Die kombinierte

Unsicherheit des Rundlaufs ergibt sich somit nach Gleichung 2.20.

$$u_{\text{Rlg}} = \sqrt{u_{\text{Zg}}^2 + u_{\text{Tg}}^2} = \sqrt{(6,25 \text{ nm})^2 + (8,96 \text{ nm})^2} = 10,92 \text{ nm} \quad (2.20)$$

Die erweiterte kombinierte Unsicherheit des Rundlaufs ergibt sich dann zu $U_{\text{Rlg}} = 22 \text{ nm}$ für $k = 2$ und $P = 95 \%$.

Für den Fall, dass feingeschliffene Lehringe verwendet werden, erhöht sich die kombinierte Messunsicherheit des Rundlaufs, obwohl sich der zufällige Anteil auf $u_{\text{Zs}} = 2,03 \text{ nm}$ verringert. Ursache ist der erhöhte Beitrag des Taumelfehlers, der infolge der nicht hinreichend genauen Erfassung der Lehringneigung durch die Quadrantendioden entsteht. Exemplarisch wird hier eine Amplitude mit $\Delta a = 0,5 \cdot 211,83 \text{ nm} = 105,92 \text{ nm}$ abgeschätzt (vgl. Abbildung 2.14a). Damit ergibt sich eine Unsicherheit von $u_{\text{Ts}} = 74,90 \text{ nm}$. Die kombinierte Messunsicherheit des Rundlaufs berechnet sich analog zu Gleichung 2.20 nach Gleichung 2.21.

$$u_{\text{Rls}} = \sqrt{u_{\text{Zs}}^2 + u_{\text{Ts}}^2} = \sqrt{(2,03 \text{ nm})^2 + (74,90 \text{ nm})^2} = 74,93 \text{ nm} \quad (2.21)$$

Der zufällige Fehlereinfluss des Taumels dominiert nun die erfassten Rundlaufabweichungen. Die erweiterte kombinierte Unsicherheit des Rundlaufs ist gegeben zu $U_{\text{Rls}} = 150 \text{ nm}$ für $k = 2$ und $P = 95 \%$.

Um die kombinierte Messunsicherheit einer Rundheitsmessung zu bestimmen, welche ein Maß für die zufälligen Fehlereinflüsse bei einer optischen Rundheitsmessung darstellt, wird zunächst gemäß GUM [41] eine Modellgleichung für die Korrektur der Fehlereinflüsse aufgestellt (Gleichung 2.22). $R(\varphi_i)$ ist die ortsgebundene Rundheitsabweichung bei Drehwinkel φ_i im bereits gefilterten Messdatensatz. Der Index i darf auch weggelassen werden, da dieser sich lediglich auf die interne Nummerierung des Messdatensatzes bezieht ($i = 0 \dots 8999$ für $n = 9000$).

$$R_{\text{kor}}(\varphi_i) = R(\varphi_i) - \Delta R_{\text{Sf}}(\varphi_i) - \Delta R_{\text{Ex}}(\varphi_i) - \Delta R_{\text{Rl}}(\varphi_i) \quad (2.22)$$

Dabei steht $\Delta R_{\text{Sf}}(\varphi_i)$ für den zu korrigierenden Fehleranteil, der durch den Schließfehler der Kontur entsteht. $\Delta R_{\text{Ex}}(\varphi_i)$ ist der zu korrigierende, lokale Fehleranteil der Restexzentrizität des Lehrings und $\Delta R_{\text{Rl}}(\varphi_i)$ steht für die lokale Rundlaufabweichung der Drehachse. Die kombinierte Unsicherheit ergibt sich aus den Unsicherheitsbeträgen in Tabelle 2.2. Für die Standardunsicherheit von $R(\varphi_i)$ wird wieder die zufällige Unsicherheit $u_{\text{Zg}} = 6,25 \text{ nm}$ als Schätzung aus der Reproduzierbarkeitsmessung mit der Unsicherheit durch den Taumel kombiniert. Die kombinierte Messunsicherheit einer Rundheitsmessung hängt von der Oberflächenstruktur des Lehrings ab. Aus diesem Grund werden die kombinierten Unsicherheiten der Fälle „geläppter Lehring“ und „feingeschliffener Lehring“ separat bestimmt. Die kombinierte Messunsicherheit erfordert die partiellen Ableitungen der Modellgleichung (Gleichung 2.23).

$$\begin{aligned} [u_{\text{c}}(R_{\text{kor}}(\varphi_i))]^2 &= \left[\frac{\partial R_{\text{kor}}(\varphi_i)}{\partial R(\varphi_i)} \cdot u(R(\varphi_i)) \right]^2 + \left[\frac{\partial R_{\text{kor}}(\varphi_i)}{\partial \Delta R_{\text{Sf}}(\varphi_i)} \cdot u(\Delta R_{\text{Sf}}(\varphi_i)) \right]^2 \\ &+ \left[\frac{\partial R_{\text{kor}}(\varphi_i)}{\partial \Delta R_{\text{Ex}}(\varphi_i)} \cdot u(\Delta R_{\text{Ex}}(\varphi_i)) \right]^2 + \left[\frac{\partial R_{\text{kor}}(\varphi_i)}{\partial \Delta R_{\text{Rl}}(\varphi_i)} \cdot u(\Delta R_{\text{Rl}}(\varphi_i)) \right]^2 \end{aligned} \quad (2.23)$$

Tabelle 2.2: Eingangsunsicherheiten bei der interferenzoptischen Rundheitsmessung

Eingangsgröße <i>geläppter Leerring:</i>	Eingangsunsicherheiten
Einzelmesswert	$u_{Rg} = u(R(\varphi_i)) = 10,92 \text{ nm}$
zufälliger Einzelmesswert	$(u_{Zg} = 6,25 \text{ nm})$
zufälliger Taumelfehler	$(u_{Tg} = 8,96 \text{ nm})$
Schließfehler	$u_{Sf} = u(\Delta R_{Sf}(\varphi_i)) = 6,25 \text{ nm}$
Exzentrizität	$u_{Ex} = u(\Delta R_{Ex}(\varphi_i)) = 6,25 \text{ nm}$
Rundlauf des Drehtisches	$u_{Rlg} = u(\Delta R_{Rl}(\varphi_i)) = 10,92 \text{ nm}$
zufälliger Einzelmesswert	$(u_{Zg} = 6,25 \text{ nm})$
zufälliger Taumelfehler	$(u_{Tg} = 8,96 \text{ nm})$
<i>geschliffener Leerring:</i>	
Einzelmesswert	$u_{Rs} = u(R(\varphi_i)) = 74,93 \text{ nm}$
zufälliger Einzelmesswert	$(u_{Zs} = 2,03 \text{ nm})$
zufälliger Taumelfehler	$(u_{Ts} = 74,90 \text{ nm})$
Schließfehler	$u_{Sf} = u(\Delta R_{Sf}(\varphi_i)) = 2,03 \text{ nm}$
Exzentrizität	$u_{Ex} = u(\Delta R_{Ex}(\varphi_i)) = 2,03 \text{ nm}$
Rundlauf des Drehtisches	$u_{Rlg} = u(\Delta R_{Rl}(\varphi_i)) = 10,92 \text{ nm}$
zufälliger Einzelmesswert	$(u_{Zg} = 6,25 \text{ nm})$
zufälliger Taumelfehler	$(u_{Tg} = 8,96 \text{ nm})$

Daraus ergibt sich für eine Rundheitsmessung an einem geläpften Leerring eine kombinierte Messunsicherheit gemäß Gleichung 2.24 und eine kombinierte Messunsicherheit analog dazu für einen geschliffenen Leerring nach Gleichung 2.25. Bei der Korrektur des Rundlaufs kommt der mit geläpften Leerringen zuvor bestimmte Rundlauf zum Einsatz.

$$u_{cg}(R_{\text{kor}}(\varphi_i)) = \sqrt{(u_{Rg})^2 + (u_{Sf})^2 + (u_{Ex})^2 + (u_{Rlg})^2} = 17,79 \text{ nm} \quad (2.24)$$

$$u_{cs}(R_{\text{kor}}(\varphi_i)) = \sqrt{(u_{Rs})^2 + (u_{Sf})^2 + (u_{Ex})^2 + (u_{Rlg})^2} = 75,76 \text{ nm} \quad (2.25)$$

Für $k = 2$ und $P = 95\%$ folgt daraus eine erweiterte Messunsicherheit von $U_g(R_{\text{kor}}(\varphi_i)) = 35 \text{ nm}$ für die Messung an einem geläpften Leerring und eine erweiterte Messunsicherheit von $U_s(R_{\text{kor}}(\varphi_i)) = 151 \text{ nm}$ für die Messung an einem feingeschliffenen Leerring. Jedoch sei hier nochmals erwähnt, dass sich die Messunsicherheit reduziert, wenn der Fehlereinfluss des Taumels durch eine optimierte Leerringausrichtung verringert werden kann.

Die bis hier ermittelten Unsicherheiten beziehen sich immer nur auf einen einzelnen Messpunkt im gesamten Rundheitsprofil. Entscheidend ist am Ende aber die Angabe des Rundheitswertes, mit dem sich das geschlossene kreisförmige Profil in der Messebene charakterisieren lässt. Dieser hängt von der Definition des Referenzkreises ab, z.B. Hüllkreis (MCCI), Pferchkreis (MICI), Kreis kleinster Fehlerquadrate (LCSI) und Kreis kleinster radialer Abstände (MZCI) [35]. Diese Referenzkreise definieren einen Mittelpunkt aus allen 9000 Messpunkten, wodurch dessen Unsicherheit vernachlässigbar klein wird. Selbst der Taumelfehlereinfluss mittelt sich hier aus. Es erfolgt eine

Tabelle 2.3: Interferometrische Rundheitsmessung: Messergebnis mit Messunsicherheit für geläppte und geschliffene Lehrringe, $n = 10$ Messungen

Rundheitsmessung	Rundheitsabweichung für $k = 2$ und $P = 95\%$
geläppter Lehring	$\Delta R = \Delta R_{\text{Rundheit}} \pm U_{\text{Rhg}}(R_{\text{Rundheit}}) = \Delta R_{\text{Rundheit}} \pm 0,05 \mu\text{m}$
feingeschliffener Lehring	$\Delta R = \Delta R_{\text{Rundheit}} \pm U_{\text{Rhs}}(R_{\text{Rundheit}}) = \Delta R_{\text{Rundheit}} \pm 0,215 \mu\text{m}$

Verschiebung aller Koordinatenpunkte auf den neuen Mittelpunkt des Referenzkreises. Allerdings erfolgt die Bestimmung des Rundheitswertes dann zumeist aus lediglich zwei Messpunkten $R(\varphi_{\max})$ und $R(\varphi_{\min})$ (Modellgleichung 2.26).

$$\Delta R_{\text{Rundheit}} = R(\varphi_{\max}) - R(\varphi_{\min}) \quad (2.26)$$

Jeweils beiden Messpunkten im Datensatz ist eine Unsicherheit von $u_{\text{cg}}(R_{\text{kor}})$ (geläppter Lehring) oder $u_{\text{cs}}(R_{\text{kor}})$ (geschliffener Lehring) zuzuordnen. Über die Kombination der Unsicherheit beider Messpunkte ergibt sich auf Basis der durchgeführten Untersuchungen somit $u_{\text{Rhg}}(R_{\text{Rundheit}}) = 25,16 \text{ nm}$ und $u_{\text{Rhs}}(R_{\text{Rundheit}}) = 107,17 \text{ nm}$. Tabelle 2.3 fasst die mögliche Angabe der Messergebnisse eines Rundheitswertes zusammen, welche durch die interferenzoptische Messung im Demonstrator ermittelt werden können. Die erweiterten kombinierten Messunsicherheiten der Rundheitsabweichungen bei Lehringen mit verschiedener Oberflächenbeschaffenheit werden gegenübergestellt. Das interferenzoptische Messprinzip eignet sich für höchste Präzisionsansprüche bei der Rundheitsmessung an Lehringen. Für die Ableitung eines kommerziellen Messsystems auf Basis einer interferenzoptischen Direktantastung von Lehringoberflächen zur Bestimmung der Rundheit ist die 180° -Doppelanordnung nicht notwendig. Für optische Rundheitsmessungen reicht ein einzelnes Interferometer aus. Für die erstmalige Bestimmung des Rundlaufs am Drehtisch wird eine Doppelanordnung notwendig.

3 Interferenzoptische Durchmessermessung an Lehrringen

Zusätzlich zur Bestimmung der Rundheit an Lehrringen (Formmessung) ist auch eine Erfassung des absoluten Durchmessers erforderlich (Längenmessung). Auch diese Messung erfolgt dem Stand der Technik gemäß taktil auf Abbe-Längenmessern mit Vorrichtungen für Innen- bzw. Außenantastungen. Für eine taktile Rundheits- und Durchmessermessung sind daher zwei verschiedene Messgeräte notwendig, wodurch für beide Messungen eine zusätzliche Rüstzeit (z.B. für die Leerringausrichtung) erforderlich wird. Gleichzeitig begrenzt der bisherige taktile Ansatz auch bei der Durchmessermessung die erzielbare Präzision in den Messungen. Aus diesen Gründen liegt die Forderung nahe, nach dem erfolgreichen Nachweis einer optischen Rundheitsmessung auch eine optische Durchmessermessung zu entwickeln, welche die bereits in Kapitel 2 dargelegten Grenzen der taktilen Messtechnik überwindet (Präzision und Dynamik). Damit sich sowohl die optische Rundheits- als auch die optische Durchmessermessung später eventuell in einem Messsystem vereinen lassen, sollte die Entwicklung eines Messprinzips auf Basis der Interferometrie auch für die optische Erfassung des Durchmessers den Ausgangspunkt bilden.

Da die Laserinterferometrie bei der Direktantastung diskreter Oberflächentopologien, welches Oberflächen ohne stetigen Verlauf sind (z.B. Stufenhöhen, Kavitäten), versagt, lässt sie sich nicht auf eine Messung von absoluten Längen übertragen. Dennoch bietet nur die Interferometrie die hohe Präzision in Messungen, die für den angestrebten Funktionsnachweis einer optischen Bestimmung von Leerringdurchmessern benötigt wird. Neben der Laserinterferometrie basierend auf langkohärenten Lichtquellen (z.B. He-Ne-Laser) gibt es die Weißlichtinterferometrie basierend auf kurzkohärenten Lichtquellen (z.B. Halogenlampen, LEDs, SLEDs). Mit Weißlichtinterferometern lassen sich Oberflächen in ihrer Lage absolut antasten, da eine Weißlichtinterferenzsignatur aufgrund ihrer speziellen Form über wenige Interferenzordnungen hinweg einen symmetrischen Abfall des Kontrasts aufweist (vgl. Abbildung 3.2). Dadurch wird es überhaupt erst möglich, die nullte Interferenzordnung zu detektieren. Diese kann bei einer interferometrischen Messung als feste Bezugsmarke dienen.

Weißlichtinterferometer werden aufgrund ihrer Eigenschaften für Messaufgaben mit kleinen Messbereichen eingesetzt. Dazu zählen die Profilometrie mittels Mirau-Interferometern ([42], [43], [44]), mit denen Mikrostrukturen, Höhenprofile und die Beschaffenheit von Oberflächen ermittelt werden. Auch mit einem Weißlicht-Michelson-Interferometer sind Höhenunterschiede an mikrostrukturierten Messobjekten messbar [19]. Eine optische Rundheitsmessung, bei der erstmals kein Kontakt mehr zwischen Messtaster und Messobjektoberfläche besteht, kann mittels eines Weißlicht-Fizeau-Interferometers realisiert werden [45], [46]. Als Nachteil dieser messtechnischen Lösung stellt sich der einzuhaltende Arbeitsabstand zwischen Messkopf und Messobjektoberfläche

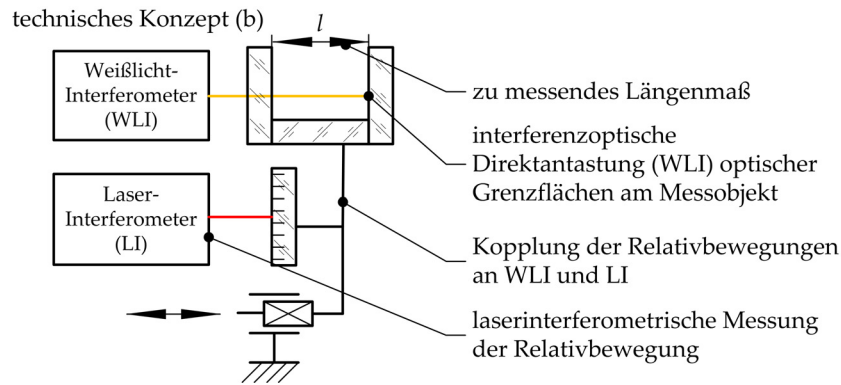


Abbildung 3.1: Technisches Konzept (b): Kopplung von Weißlicht- und Laserinterferometrie für absolute Längenmessungen

dar, der je nach Ausführung nur Mikrometer ($100 \dots 300 \mu\text{m}$, [46]) bis wenige Millimeter betragen darf (Messabstand und Messbereich: $1,5 \text{ mm} \pm 0,5 \text{ mm}$, [47]) und während der Messung konstant gehalten werden muss. Der optische Sensor muss demzufolge gegenüber der angetasteten Oberfläche eines Messobjekts mechanisch nachgeführt werden.

Ziel ist aber die Realisierung und der prinzipielle optische Funktionsnachweis einer optischen Messanordnung mit großem Arbeitsabstand (mehrere Millimeter), großem anpassbaren Messbereich und der Möglichkeit einer absoluten Längenmessung an Leerringen. Auch hier wird eine interferometrische Direktantastung gekrümmter Oberflächen notwendig und das technische Konzept (a) (vgl. Abbildung 2.2, S. 7) muss in geeigneter Form auf die Weißlichtinterferometrie übertragen werden, was auf Basis der zuvor gesammelten Erfahrungen gelingen kann. Als Lösungsansatz für die Vergrößerung des Messbereichs soll die Kombination aus Weißlichtinterferometer zur absoluten Antastung von Oberflächen mit der laserinterferometrischen Messungen von Relativbewegungen im Weißlichtinterferometer dienen. Diese vorgesehene Kopplung aus Weißlicht- und Laserinterferometrie für die absolute Längenmessung wird nachfolgend als technisches Konzept (b) bezeichnet. Abbildung 3.1 zeigt in sehr abstrakter Form, wie eine solche Kopplung prinzipiell realisiert werden kann. Bei diesem technischen Konzept werden die Vorteile von Laserinterferometern (große Kohärenzlänge) mit den Vorteilen von Weißlichtinterferometern (absolute Position von Interferenzsignaturen) verbunden und einige Nachteile beider Prinzipien überwunden.

3.1 Grundlagenbetrachtungen zur Weißlichtinterferometrie

Unter dem Begriff der Weißlichtinterferometrie werden in der Messtechnik sehr allgemein alle interferometrischen Messverfahren zusammengefasst, die eine kurzkohärente Lichtquelle zur Erzeugung des im Interferometer eingesetzten optischen Strahlenbündels verwenden.

Die Kohärenzlänge ist hier ein Maß für den durch das Interferometer verwendbaren Messbereich. Besitzt die eingesetzte Lichtquelle in einem Interferometer eine große Kohärenzlänge (z.B. He-Ne-Laser) ergibt sich ein großer Messbereich, in welchem es zur Ausbildung der charakteristischen

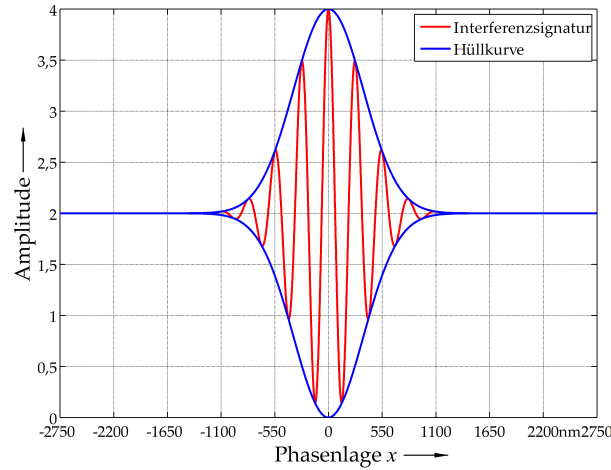


Abbildung 3.2: Interferenzsignatur bei Überlagerung kurzkohärenter Lichtwellen mit einer normierten Amplitude von je eins ($\lambda = 550 \text{ nm}$, $\Delta\lambda = 300 \text{ nm}$), Darstellung der Einhüllenden (blau)

Interferenzsignatur ([15], S.19; [18], S.97) kommt (vgl. Abschnitt 2.1.1). Umgekehrt folgt aus einer kurzen Kohärenzlänge (z.B. für Weißlichtquellen) ein kleiner Messbereich. Während sich somit inkrementelle Wegmesssysteme mit langkohärenten Lichtquellen (stabilisierter Laser) für große Messbereiche (mehrere Meter) und einer Auflösung im Subnanometerbereich aufbauen lassen [9], ist es mit kurzkohärentem Licht möglich, Endpunktdetektionssysteme aufzubauen. Dies wird deutlich, wenn man sich die zu erwartende Interferenzsignatur für Weißlichtquellen anschaut. In Näherung lässt sich eine solche Signatur mit der Formel 3.1 beschreiben (vgl. [48]).

$$I(\delta) = 2I_0 + 2I_0 \exp \left[- \left(\frac{2 \cdot \delta}{l_t} \right)^2 \right] \cdot \cos \left(\frac{4\pi \cdot \delta}{\lambda} \right) \quad (3.1)$$

Unter der theoretischen Annahme, dass die spektrale Verteilung der Lichtquelle einem Gauß-Profil entspricht, ergibt sich die in Abbildung 3.2 dargestellte Signatur. Die Einhüllende der Signatur besitzt dann ebenfalls eine Gauß-Form. Der Exponentialfaktor in der Signatur entsteht bei der Superposition der Wellenzüge verschiedener Wellenlängen. Bei Abweichungen in der spektralen Verteilung von einer Gauß-Kurve ergeben sich Deformationen der Einhüllenden der Signatur ([18], S.98ff). Das Abklingverhalten des Interferenzkontrastes M bei einer rechteckförmigen Verteilung ist dann nicht mehr mit einer Exponentialfunktion beschreibbar, da sich zusätzliche Knotenpunkte und lokale Maxima in der Einhüllenden der Signatur bilden. Im Allgemeinen lässt sich der Interferenzkontrast M über eine einfache Gleichung aus den Extremstellen des Intensitätsverlaufs der Interferenzsignatur berechnen (Gleichung 3.2, [49], S.10).

$$M = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (3.2)$$

Dabei steht I_{\max} für die Maximalintensität eines Interferenzstreifens am Ort einer konstruktiven Interferenz und I_{\min} für die Minimalintensität am Ort einer destruktiven Interferenz.

Die Anzahl der mit auswertbarem Kontrast auflösbaren Interferenzordnungen hängt von der

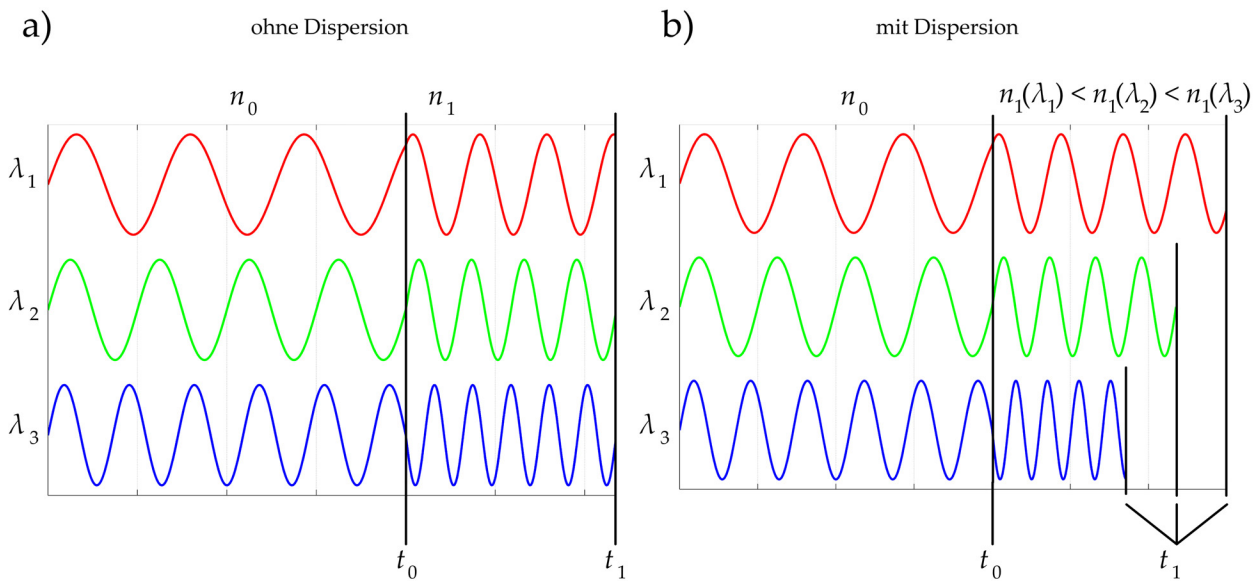


Abbildung 3.3: Laufzeitverzögerungen, a) theoretische Laufzeitverzögerung ohne Dispersion, b) Laufzeitverzögerung mit Dispersion, $\lambda_1 > \lambda_2 > \lambda_3$

spektralen Breite der eingesetzten Lichtquelle ab. Je breiter das Spektrum der Lichtquelle, desto schmaler ist der mögliche Messbereich innerhalb der Weißlichtsignatur. Dies ermöglicht allerdings auch eine sichere Eingrenzung der nullten Interferenzordnung in der Phase, da der Kontrast über die benachbarten Ordnungen deutlich abfällt. In der Mitte der Signatur liegt eine Interferenz vor, welche den höchsten Intensitätskontrast zwischen destruktiver und konstruktiver Interferenz aufweist und nach der gezielt gesucht wird (Absolutposition). Da für die Weißlichtinterferometrie breitbandige Lichtquellen eingesetzt werden, muss der kontrastmindernde Effekt der Dispersion in Glasbauteilen berücksichtigt und gegebenenfalls kompensiert werden.

3.1.1 Dispersion

Ein durchdrungenes optisches Medium besitzt bei verschiedenen Wellenlängen auch leicht verschiedene Brechzahlen. Dieser physikalische Effekt wird als Dispersion bezeichnet und ist daher bei der Interferometrie mit kurzkohärenten Lichtquellen von Bedeutung. Man unterscheidet zwischen normaler und anomaler Dispersion. Bei technischen Gläsern, die im sichtbaren Wellenlängenbereich genutzt werden, liegt eine normale Dispersion vor, da hier die Brechzahl mit der Frequenz ansteigt ([18], S.73f). Das bedeutet, dass kurzwelliges sichtbares Licht (blau) stärker gebrochen wird als langwelliges sichtbares Licht (rot). Die Phasengeschwindigkeit von blauem Licht wird somit stärker verringert, als dies bei rotem Licht der Fall ist. Innerhalb eines Strahlbündels einer kurzkohärenten Lichtquelle entsteht auf diese Weise ein zusätzlicher zeitlicher Phasenversatz der Wellenanteile zueinander innerhalb des Spektrums. Abbildung 3.3 verdeutlicht diesen Sachverhalt. Die physikalische Ursache für dieses Phänomen entsteht bei der Wechselwirkung zwischen Lichtwelle und durchdrungener Materie. Eine frequenzabhängige Anregung zum Mitschwingen der Dipole und Ladungen führt zu einer zeitlich veränderlichen dielektrischen Polarisierung. Liegt

nun die Frequenz der Lichtwelle weit genug von den Eigenfrequenzen des Mediums weg, findet kaum Absorption statt und die Brechzahl nimmt mit der Frequenz zu (normale Dispersion). Im Resonanzfall besitzt die Absorption einen großen Betrag und die Brechzahl nimmt mit der Frequenz ab (anomale Dispersion). Weiterführende Informationen zu den Eigenschaften optischer Gläser liegen im Anhang B.1 ab Seite 155 vor.

Bei der Überlagerung von kurzkohärenten Teilstrahlen einer Lichtquelle, welche unsymmetrische Wege durch optisch dichtere Materialien zurückgelegt haben, wird zur Erzeugung von Interferenzstreifen ein zusätzlicher geometrischer Gangunterschied zwischen beiden Teilstrahlen benötigt. Aufgrund des inhomogenen Phasenversatzes der Wellenanteile im Licht sinkt zusätzlich der Kontrast der erzeugten Interferenzsignatur. Es ist daher notwendiger Weise immer eine symmetrische Anordnung optischer Bauelemente mit gleichen Glasdicken in einem Weißlichtinterferometer anzustreben. Dies gilt insbesondere bei optischen Bauteilen, deren Werkstoff eine niedrige Abbe-Zahl ν_e aufweist. Wird dieser Grundsatz verletzt, verringert sich der Interferenzkontrast in der Folge stark, sodass keine Interferenzsignatur mehr detektierbar ist.

3.1.2 Polarisation von Licht

Die Polarisation von Licht kommt schon in den zuvor verwendeten Laserinterferometern zum Einsatz, um eine Rückreflexion eines Teils des Laserlichts am zentralen Strahlenteiler zurück zur Lichtquelle zu vermeiden (vgl. Ausführungen in Unterabschnitt 2.1.2). Was einerseits die optische Effizienz des Interferometers erhöht, schützt auch die Laserlichtquelle vor einer Instabilität oder Beschädigungen infolge von Rückkopplungen. Das Strahlungsführungskonzept mit polarisiertem Licht soll auch auf das Weißlichtinterferometer übertragen werden, da sich so beispielsweise über die Orientierung von linear polarisiertem Licht das Intensitätsverhältnis zwischen Mess- und Referenzstrahl frei einstellen lässt. Da die Reflexionsgrade bei der Direktantastung von Lehrringoberflächen (Messstrahl) etwas geringer sind, als die Reflexionsgrade von polierten Spiegeln (Referenzstrahl), kann der entstehende Intensitätsunterschied in einem polarisationsoptischen Interferometer schon vorher bei der Intensitätsteilung ausgeglichen werden. Dazu werden die physikalisch-technischen Grundlagen der Polarisation betrachtet.

Effekte wie Dispersion oder Brechung sind für in alle Ausbreitungsrichtungen optisch homogene Materialien beschreibbar. Für die Polarisation von Licht verwendet man aber Materialien, welche optische Inhomogenitäten in Bezug auf die Phasengeschwindigkeit für verschiedene Ausbreitungsrichtungen aufweisen. Licht breitet sich als Transversalwelle aus. Unpolarisiertes Licht weist gleichverteilt alle \vec{E} -Schwingungsrichtungen auf. Das bedeutet auch, dass beliebig viele Schwingungsebenen vorliegen. Mathematisch und physikalisch lassen sich elektromagnetische Wellen aber mit zwei orthogonalen Hauptschwingungsrichtungen (\vec{E}_x , \vec{E}_y) vollständig beschreiben, da sich alle anderen Schwingungsrichtungen in diese beiden Hauptrichtungen vektoriell zerlegen lassen ([21], S.59). Lichtquellen senden zumeist unpolarisiertes Licht aus, insbesondere wenn das Licht durch Glühemissionen erzeugt wird. Laserröhren und Halbleiterlichtquellen (LEDs, SLDs, Laserdioden) senden hingegen Licht mit einer Polarisationsvorzugsrichtung aus. Mit Hilfe eines Polarisators wird es möglich, lediglich die Komponenten einer bestimmten Raumrichtung

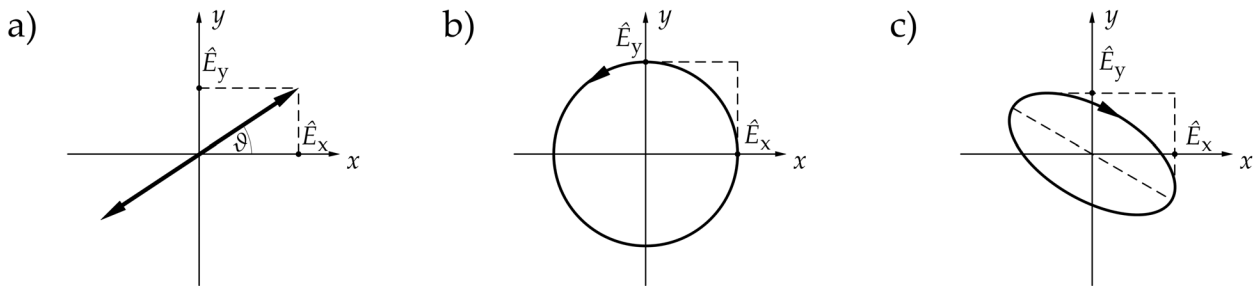


Abbildung 3.4: Drei Zustände vollständig polarisiertem Licht: a) linear polarisiert, b) zirkular polarisiert und linksdrehend ($\delta = -\frac{\pi}{2}$), c) elliptisch polarisiert und rechtsdrehend ($\hat{E}_{yi} > 0$)

durchzulassen. Lichtwellenzüge sind bei der Charakterisierung in die drei Kategorien „nicht polarisiert“, „partiell polarisiert“ und „vollständig polarisiert“ einzuordnen. Im Falle einer vollständigen Polarisation unterscheidet man wiederum die drei Fälle „linear polarisiert“, „elliptisch polarisiert“ und „zirkular polarisiert“ (Abbildung 3.4). Die Unterscheidung erfolgt anhand der Ausrichtung des \vec{E} -Feldvektors. Im Fall des linear polarisierten Lichtstrahls liegen nur \vec{E} -Feldvektoren einer Raumrichtung vor. Das bedeutet, dass alle \vec{E} -Feldvektoren parallel zueinander schwingen. Im Gegensatz zu diesem stationären Zustand des \vec{E} -Feldvektors gibt es auch den Fall des umlaufenden \vec{E} -Feldvektors. Bei konstantem Betrag ergibt sich ein in die Ebene projizierter Kreis und räumlich betrachtet bei fortschreitender Welle eine Spirale. Dieser Zustand wird als „zirkular polarisiert“ bezeichnet. Zumeist ändert sich jedoch der Betrag des \vec{E} -Feldvektors durch eine Zunahme und eine betragsmäßig gleiche Abnahme innerhalb eines Umlaufs. Durch diesen Umstand ergibt sich keine Kreisbahn sondern eine elliptische Bahn. Ein solcher Zustand wird als elliptisch polarisiertes Licht bezeichnet. Die mathematische Beschreibung des \vec{E} -Feldvektors bei vollständig polarisiertem Licht erfolgt über die Jones-Vektoren.

3.1.3 Polarisatoren

Zur Polarisation von Lichtwellen kommen doppelbrechende Materialien zum Einsatz, die je nach Ausrichtung eine schnelle und eine langsame Achse senkrecht zur Ausbreitungsrichtung besitzen. Eine weitere Möglichkeit der Polarisation von Licht entsteht an Übergängen zwischen dielektrischen Medien unterschiedlicher optischer Dichte. Die auftretende Reflexion und die Transmission wirken selektiv polarisierend. Der effizienteste Weg zur Polarisation durch Reflexion erfolgt über den Einsatz von dielektrischen Vielfachschichten. Eine weitere Variante der Polarisation stellt der Dichroismus dar, mit dessen Hilfe durch selektive Absorption linear polarisiertes Licht erzeugt wird ([17], S.421ff). Voraussetzung sind Materialien, die in unterschiedlichen Raumrichtungen entweder mit gebundenen oder freien Elektronen auf das transmittierende Licht reagieren. Die technische Realisierung eines dichroitischen Polarisators erfolgt auf Basis feinsten Drahtgitter, Turmalin-Kristallen oder Folien aus gestreckten und dotierten Kohlenwasserstoffmolekülketten. Aufgrund der Absorption beim Dichroismus findet eine Erwärmung des Polarisators statt und die Intensität des auftreffenden Lichtes wird gemindert. Die Streuung von Licht stellt noch eine

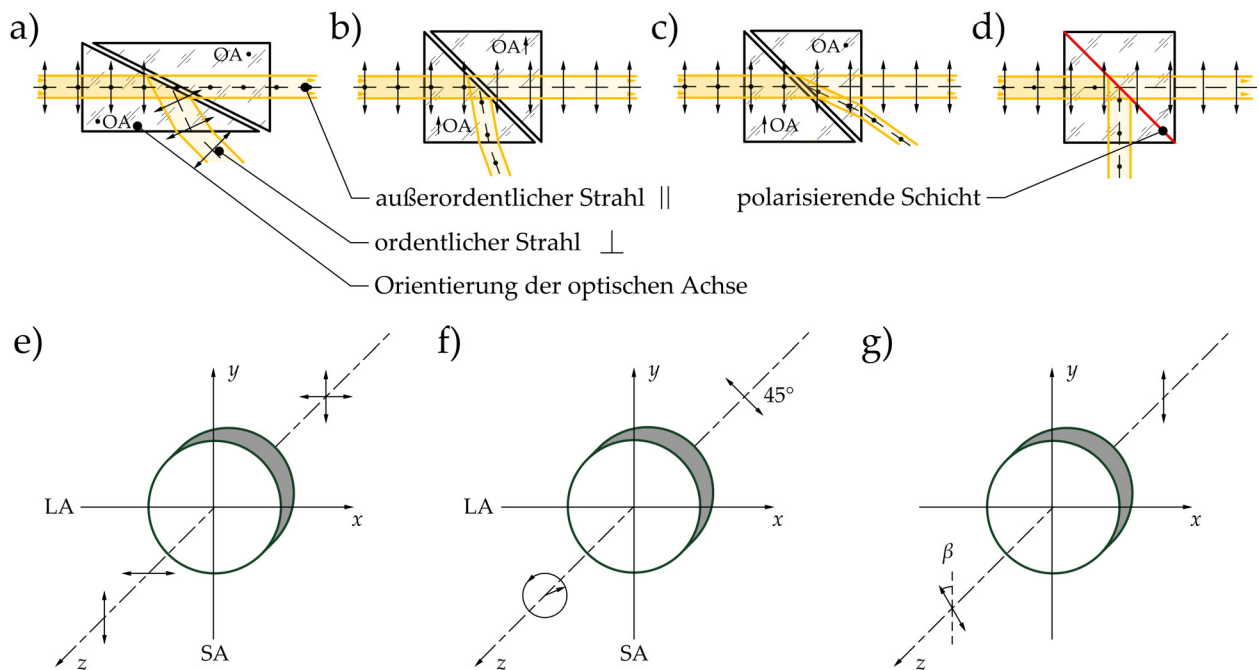


Abbildung 3.5: Aufbau und Funktionen von Polarisatoren (a-d: Linearpolarisatoren): a) Glan-Thompson-Prisma, b) Glan-Taylor-Prisma, c) Rochon-Prisma, d) polarisierender Strahlteilerwürfel, e) Verzögerungsplatte, f) Zirkularpolarisierer ($\lambda/4$ -Platte), g) Polarisationsdreher

Möglichkeit der Polarisation von Licht dar.

Generell werden alle Bauteile, die den Polarisationszustand von Licht bei der Transmission ändern, als Polarisatoren bezeichnet. Es existieren neben Sonder- und Mischformen drei Grundformen der Polarisatoren. Zu diesen Grundformen gehören der Linearpolarisator, der Phasenverzögerer und der Polarisationsdreher (vgl. Abbildung 3.5). Der Linearpolarisator erzeugt linear polarisiertes Licht, indem er die Hälfte aller enthaltenen \vec{E} -Schwingungsrichtungsanteile des ihn durchlaufenden Lichtstrahls möglichst vollständig unterdrückt. Der Transmissionsgrad τ ist also stets kleiner 0,5. Die dazu senkrecht stehenden \vec{E} -Schwingungsrichtungsanteile werden dagegen durchgelassen. Zu den Bauformen eines Linearpolarisators zählen Dünnschichtpolarisatoren, Brewsterpolarisatoren, polarisierende Teilerwürfel und Polarisationsprismen aus Kalkspat (Glan-Thompson, Rochon, Glan-Taylor). Der Phasenverzögerer verursacht eine Phasendifferenz δ zwischen den senkrecht aufeinander stehenden Anteilen der \vec{E} -Schwingungsrichtungen. Von besonderer technischer Bedeutung sind Phasenverzögerer in Form von Verzögerungsplatten mit definierten Wirkschichtdicken, die exakt so abgestimmt sind, dass sich ein Phasenversatz von $\delta = 90^\circ$ ($\lambda/4$ -Platte) oder $\delta = 180^\circ$ ($\lambda/2$ -Platte) einstellt. Linear polarisiertes Licht wird je nach Winkelstellung um die Achse der Ausbreitungsrichtung (z-Achse) entweder nicht verzögert (0° gegenüber der schnellen Achse „SA“) oder vollständig verzögert (90° gegenüber der schnellen Achse „SA“). Bei $\pm 45^\circ$ gegenüber der schnellen Achse „SA“ wird aus linear polarisiertem Licht zirkular polarisiertes Licht erzeugt. Das Vorzeichen bestimmt dabei, ob das zirkular polarisierte Licht linksdrehend oder rechtsdrehend die Verzögerungsplatte verlässt. Der Polarisationsdreher manipuliert die \vec{E} -Schwingungsrichtung linear polarisiertem Lichts und dreht diese Richtung um einen Winkel β , wobei sich die Intensität

des transmittierenden Lichts bei diesem Vorgang nicht ändert.

Polarisatoren und Verzögerungsplatten sind normalerweise auf lediglich eine Wellenlänge abgestimmt (monochromatisch), da auch sie aufgrund ihrer Materialeigenschaften Dispersionseffekte vorweisen. So wird Licht mit unterschiedlicher Wellenlänge beispielsweise in $\lambda/4$ -Platten auch unterschiedlich stark verzögert. Nur die Designwellenlänge erfährt einen Phasenversatz von exakt 90° in der schnellen Achse. Da im geplanten Weißlichtinterferometer Lichtquellen mit breitem Spektrum eingesetzt werden, wird eine achromatische Polarisation benötigt, d.h. die Polarisatoren müssen über einen breiten spektralen Bereich nahezu gleiche Eigenschaften hinsichtlich des Polarisierungseffektes aufweisen. Die Merkmale und die technische Realisierung des Sonderfalls der achromatischen Polarisation werden nachfolgend dargestellt, da auf deren Grundlage die optischen Bauteile der zu entwickelnden Interferometer basieren müssen.

3.1.4 Achromatische Polarisation

Ende der sechziger Jahre des 20. Jahrhunderts gelang es, eine Kombination zweier phasenschiebender Platten so auszulegen und anzuordnen, dass die Polarisationsrichtung von linear polarisiertem Licht eines ausgedehnten Spektrums vorherbestimmt gedreht wird. Der dafür zu Grunde liegende Algorithmus zur Bestimmung der Plattenausrichtung ist das Muellersche Rechenverfahren [50]. In diesem Zusammenhang fällt bereits der Begriff der achromatischen $\frac{\lambda}{2}$ -Platte¹. Ein ähnliches Ergebnis erhält man, wenn man zwei $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatten und eine $\frac{\lambda}{2}$ -Verzögerungsplatte geschickt miteinander kombiniert [51]. Alle drei Verzögerungsplatten bestehen aus den gleichen Materialien. Die dabei entstehende Drehung der Polarisationsrichtung von linear polarisiertem Weißlicht weist ebenfalls einen achromatischen Charakter auf. Kombiniert man nun drei $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatten gleicher Materialzusammensetzung miteinander, lässt sich ein optisches System bauen, welches die Funktion einer einzelnen achromatischen $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatte aufweist [52]. Ein weiterer Ansatz bildet die Kombination von zwei phasenschiebenden Platten mit unterschiedlichen doppelbrechenden Materialien, um einen achromatischen Verzögerer zu erstellen ([53], [54]). Hierzu liegen in den genannten Quellen auch mathematische Berechnungsvorschriften vor, mit denen der achromatische Grad des optischen Systems oder dessen Restfehler beziffert wird. Verfolgt man diesen Ansatz weiter, ergeben sich Möglichkeiten, auch mit drei oder vier in Reihe geschalteten Verzögerungsplatten den Wellenlängenbereich, in dem der Verzögerer achromatisch arbeitet, zu erweitern [55]. In diesem Zusammenhang benutzt man bereits das Adjektiv „superachromatisch“, da hier das einsetzbare Spektrum von 300 nm bis 1 μm reicht.

Neben dem Ansatz, eine Polarisation von Lichtwellen nur mit Hilfe doppelbrechender Materialien zu erzeugen, gibt es auch noch die Möglichkeit, eine achromatische $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatte mit Hilfe von Dispersion an Gitterstrukturen zu erzeugen. Diese Gitterstrukturen müssen dazu Abstände im Subwellenlängenbereich aufweisen ([56], [57]), wobei der achromatische Wellenlängenbereich kleiner ausfällt als bei achromatischen Verzögerungsplatten mit doppelbrechenden Materialien. Kommerzielle achromatische Verzögerungsplatten bestehen zumeist aus einer Zwei-Schicht-Kombination von positiv uniaxialen Quarzkristallen und Magnesiumfluorid (MgF_2) ([58], S.1043).

¹Im englischen Original: „achromatic halfwave plate“

Beide Schichten sind so überlagert, dass sich ihre schnellen Achsen kreuzen. Die Schichtdicken liegen im in der Quelle genannten Beispiel für eine achromatische $\frac{\lambda}{2}$ -Verzögerungsplatte bei 157,029 μm (Quarz) und bei 116,285 μm (MgF_2). Diese achromatische $\frac{\lambda}{2}$ -Verzögerungsplatte soll im Wellenlängenbereich von 425 nm bis 575 nm eingesetzt werden. Weiterhin bedeutet eine Halbierung der genannten Schichtdicken, dass eine achromatische $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatte entsteht ([58], S.1044). In diesen Schichten treten nun zwangsläufig Mehrfachreflexionen des transmittierenden Weißlichtes auf, wodurch wiederum ungewollte Phasenverzögerungen überlagern. Diese werden anschließend auch in einer erzeugten Interferenzsignatur sichtbar. Eigene Experimente mit achromatischen Verzögerungsplatten bestätigen die in der Literatur beschriebenen Auswirkungen auf die Interferenzsignatur in einem Weißlichtinterferometer (vgl. Abschnitt 4.2). So können Nebensignaturen entstehen, die in die Hauptsignatur hineinreichen. Dabei hängt die Stärke der Interferenzsignaturverzerrung von den Dicken der doppelbrechenden Schichten ab. Die Auswirkung auf die Interferenzsignatur wird durch den Einsatz von Antireflexbeschichtungen begrenzt, jedoch ist der Effekt nicht eliminierbar ([58], S.1045).

3.2 Auswahl kurzkohärenter Lichtquellen

Neben einem geeigneten, zu realisierenden Interferometeraufbau für Messungen am Leerring besteht zu Beginn die Herausforderung in der Auswahl einer geeigneten kurzkohärenten Lichtquelle. Bei der Konzipierung eines Weißlichtinterferometers sollte immer mit der Lichtquelle begonnen werden, da deren Eigenschaften (Bauform, Leistung, Spektrum) die Anforderungen an das zu wählende optische Prinzip und an die einzelnen optischen Komponenten maßgeblich beeinflussen. Da die Durchmessermessung von Leerringen eine industrielle Messanwendung ist, muss die Lichtquelle im Allgemeinen sehr kostengünstig, dauerhaft verfügbar und möglichst langlebig sein. Nur so kann ein effizientes und wirtschaftliches Messsystem aufgebaut werden. Im Speziellen muss die Lichtquelle für eine Anwendung der Weißlichtinterferometrie neben einer ausreichenden Ausgangsleistung auch ein möglichst breites Spektrum aufweisen, um aufgrund einer kurzen Kohärenzlänge eine möglichst schmale Interferenzsignatur im Weißlichtinterferometer erzeugen zu können (vgl. Unterabschnitt 2.1.1, Gleichung (2.10), S.12). Bei Betrachtung etablierter Messprozesse in der Weißlichtinterferometrie wird deutlich, dass es drei besonders häufig verwendete Lichtquellen gibt. Dazu zählen die Halogenlampe, die lichtemittierende Diode (LED) und die Superlumineszenzdiode (SLD, SLED).

Halogenlampen werden analog zur Mikroskopie auch in der Weißlichtinterferometrie verwendet [42], [59]. Sie zeichnen sich durch einen hohen Gasdruck im inneren des kompakten Glaskolbens aus. Der darin befindliche Glühdraht wird dann bei auf eine höhere Temperatur erhitzt, ohne dass sich eine zu große Verdampfungsgeschwindigkeit am Metalldraht einstellt. Dadurch wird eine größere Lichtausbeute als bei klassischen Glühlampen erreicht ([15], S.199). Um den Messaufbau vor den thermischen Einträgen der Halogenlampen zu entkoppeln, kommen Faserbündel als Lichtleitkabel zum Einsatz, um die Messvorrichtung von der Einhausung der Halogenlampe örtlich zu trennen. Halogenlampen weisen ein breites, kontinuierliches Spektrum [60] auf und besitzen große Lichtleistungen, die sie dem Messsystem im Strahlengang zur Verfügung stellen

(z.B. 2 W Lichtleistung [61], 100 W elektrische Leistung [60]). Als nachteilig stellen sich die große Wärmeentwicklung durch einen geringen Wirkungsgrad bei der Erzeugung von Licht sowie die konstruktiv bedingten, großen geometrischen Abmessungen dar. Letzteres geht mit einer großen Abstrahlfläche einher, die dann auch nur eine relativ geringe Leuchtdichte besitzt. Eine Halogenlampe ist eine ausgedehnte Lichtquelle und keine Punktlichtquelle im optischen Sinne. Dieser Umstand erschwert das Kollimieren des emittierten Lichtes (große Strahldivergenzen) bzw. das Einkoppeln in Lichtwellenleiter. Während sich der Lichtwellenleiter wie eine Lochblende verhält, wird für eine Kollimation direkt an der Lampe eine solche benötigt. Dies führt zu einer Verringerung der nutzbaren Lichtleistung im Messsystem und somit zu einer weiteren Verringerung der Effizienz der Lichtquelle, da sich immer nur ein Teil des vom Leuchtmittel emittierten Lichts kollimieren (paralleles Strahlenbündel) oder in einen Lichtwellenleiter einkoppeln lässt. Eine Halogenlampe ist somit für die geplante Anwendung in der Weißlichtinterferometrie nicht geeignet.

Eine zweite, häufig in der Weißlichtinterferometrie verwendete, kurzkohärente Lichtquelle ist die Superlumineszenz-Diode (SLD oder auch SLED). SLDs sind ähnlich aufgebaut wie Laserdioden, mit dem Unterschied, dass entweder der interne Resonator fehlt oder dieser beispielsweise durch eine Antireflexionsbeschichtung in seiner Funktion abgeschwächt wird (vgl. [62], [63]). Sowohl Abmessungen als auch Gehäuseformen sind kompatibel zu Laserdioden, da beide Lichtquellen mit den gleichen Fertigungsverfahren der Mikrosystemtechnik hergestellt werden. Aufgrund der geringen Chipgröße und der großen Leuchtdichte ist das emittierte Licht von SLDs mit großer Lichtausbeute in Lichtwellenleiter einkoppelbar. Die nutzbaren Lichtleistungen am Faseraustrittsende liegen im Bereich von fasergekoppelten Laserdioden (2 mW ... 8 mW, [63]). Der Aufbau der Halbleiterschichten verschiedener SLDs variiert im Detail von Typ zu Typ. Die Strombegrenzung und somit auch die Begrenzung der emittierten Lichtleistung werden durch die Verlustleistung im Diodenchip sowie die konstruktive Vorgabe, wie diese Wärme abzuführen ist, limitiert [64]. Neben der Weißlichtinterferometrie werden SLDs in der optischen Kohärenztomografie (OCT) eingesetzt (z.B. in [65]). Ebenso wie Laserdioden sind SLDs mit verschiedenen mittleren Wellenlängen erhältlich, wobei der Verbreitungsschwerpunkt im nahen Infrarotbereich liegt ($\bar{\lambda} \geq 800 \text{ nm}$ vgl. [63]). Die spektrale Halbwertsbreite ist in jedem Fall deutlich geringer als bei Halogenlampen (z.B. $FWHM = 15,6 \text{ nm}$ in [47]), aber auch geringer als bei LED-Lichtquellen. Um das Spektrum für die Weißlichtinterferometrie wieder zu erhöhen, werden häufig zwei oder mehr SLDs mit nah beieinander liegender mittlerer Wellenlänge über Y-Koppler zu einer Lichtquelle kombiniert (z.B. $\bar{\lambda}_1 = 840,2 \text{ nm}$ und $\bar{\lambda}_2 = 932,4 \text{ nm}$ in [66] bzw. in [67]). Genau wie Laserdioden sind SLDs sehr empfindlich gegenüber elektrostatischen Entladungen. Die niedrige Zerstörschwelle setzt den Einsatz hochwertiger und präziser Leistungs- und Regelungselektronik voraus, die die Verwendung von SLDs in Weißlichtinterferometern kostenintensiv werden lassen. Die Regelung von SLDs erfolgt über eine Temperierung und den zugeführten Betriebsstrom. Die angegebene Lebensdauer von SLDs ist mit ca. 4000 Betriebsstunden sehr gering und trägt neben den hohen Investitionskosten und der mechanischen, thermischen und elektrischen Empfindlichkeit dazu bei, für industriennahe Lösungen nach wirtschaftlichen Gesichtspunkten weniger geeignet zu sein (ausgenommen medizinischer Bereich). Aus diesem Grund soll in der geplanten Realisierung des Weißlichtinterferometers keine SLD zum Einsatz kommen.

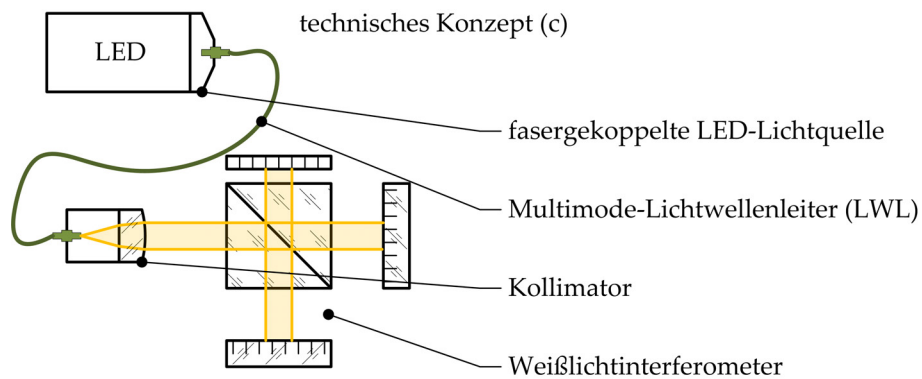


Abbildung 3.6: Technisches Konzept (c): Weißlichtinterferometrie mit LWL-gekoppelten LEDs

Neue Entwicklungen im Automobil- und dem Telekommunikationsbereich ermöglichen deutlich günstigere Leuchtdioden (LED) mit sehr hohen Lichtleistungen und stark erhöhter Langlebigkeit. Es handelt sich um Massenprodukte und sie sind konstruktiv bereits auf raue Umgebungsbedingungen ausgelegt. Auch LEDs lassen sich gut in Lichtwellenleiter einkoppeln, da hier die geometrischen Abmessungen am Ort der Lichterzeugung im Submillimeterbereich liegen und die Leuchtdichte entsprechend hoch ausfällt. Fasergekoppelte LEDs können daher lichttechnisch als Punktlichtquellen betrachtet werden. Ihre Lichtausgangsleistung reicht nicht an die der SLDs heran, jedoch weisen LEDs breitere Spektren auf, die eine verringerte Kohärenzlänge nach sich ziehen. Damit ergeben sich schmale Interferenzsignaturen mit auswertbaren Streifen in einem Messbereich von $\leq 10 \mu\text{m}$. Ebenso wie in dieser vorliegenden Arbeit kommen LWL-gekoppelte LEDs in verschiedenen messtechnischen Anwendungen zum Einsatz. In der optischen Nachrichtentechnik werden vor allem LEDs im nahen Infrarotbereich verwendet ([15], S.213). In Kombination mit einer LWL-Kopplung dienen modulierte LEDs mit hohen optischen Ausgangsleistungen als Transmitter [68]. In der wissenschaftlichen Literatur finden sich faseroptische Michelson-Interferometer, die mit einer LWL-gekoppelten, kurzkohärenten LED betrieben werden [69]. Diese eignen sich sowohl für den scannenden Betrieb bei der Erfassung von Oberflächen als auch zur Erfassung von Glaskörperlängen.

Aufgrund der erwartbar hohen Lebensdauer und der relativ günstigen Verfügbarkeit sollen in dem zu realisierenden Weißlichtinterferometer Lichtwellenleiter-gekoppelte LEDs aus dem Telekommunikations- und Automobilbereich eingesetzt werden. Da die Leuchtdichte von LEDs nicht so hoch wie bei SLDs ist, müssen Multimode-LWL verwendet werden, damit eine ausreichend große Lichtleistung in das Interferometer eingekoppelt werden kann. Dies bildet einen neuen Untersuchungsschwerpunkt, der als technisches Konzept (c): „Weißlichtinterferometrie mit LWL-gekoppelten LEDs“ bezeichnet wird (Abbildung 3.6). Bei der LWL-Einkopplung an LEDs unterscheidet man zwischen zwei unterschiedlichen konstruktiven Prinzipien (Abbildung 3.7). Das erste Prinzip beinhaltet eine zwischengeschaltete Linse zwischen LED-Chip und Faserende des Lichtwellenleiters. Aufgabe der Linse ist es, Licht, welches nicht zum Faserende hin gerichtet ausgesandt wird, so abzulenken, dass es doch noch innerhalb des Akzeptanzkegels auf das Faserende trifft. Die zweite Variante sieht lediglich einen sehr geringen Arbeitsabstand zwischen LED-Chip und Faserende vor. Es wird also nur ein kleiner Teil des ausgesandten Lichts in die

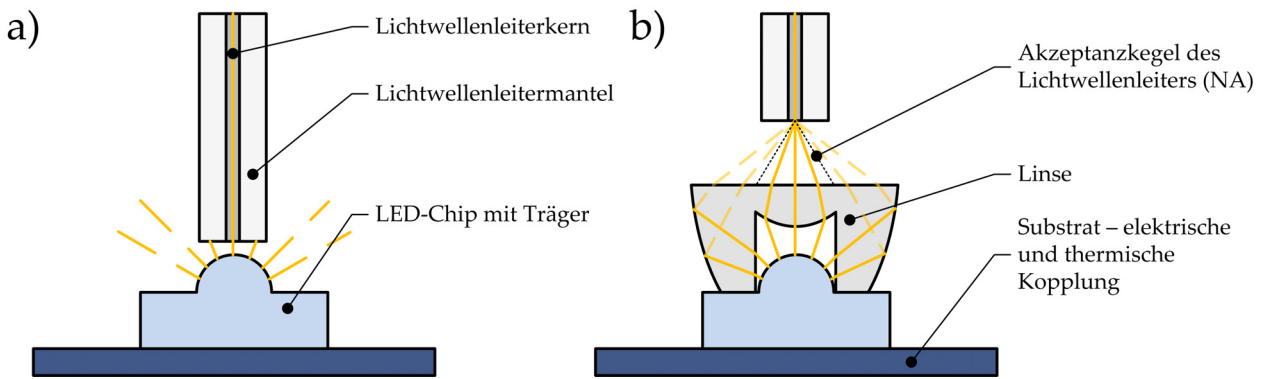


Abbildung 3.7: Varianten der Fasereinkopplung an LED-Lichtquellen: a) am Institut für Prozessmess- und Sensortechnik realisierte Variante, b) Variante mit Linse [70]

Faser eingekoppelt, wobei sich der Anteil aus dem Flächenverhältnis von Chip und Faserkern ermitteln lässt. Dies ist auch der Grund, warum die auszuwählenden LEDs an einen Multimode-Lichtwellenleiter gekoppelt werden sollen, da ein Kerndurchmesser von $50\ \mu\text{m}$ gegenüber einem Kerndurchmesser von $9\ \mu\text{m}$ (Monomode-LWL) die etwa 30-fache Querschnittsfläche besitzt und entsprechend mehr Lichtleistung führt. Der Einsatz von Multimode-LWL führt allerdings zu ganz speziellen Herausforderungen bei der Signaturerzeugung in der Weißlichtinterferometrie, wie sich in späteren Untersuchungen noch zeigen wird (Abschnitt 4.2).

3.2.1 Technische Eigenschaften der ausgewählten LEDs

Die für den Versuchsaufbau ausgesuchten LEDs emittieren Licht entweder im nahen Infrarotspektrum oder im sichtbaren Spektrum. Sie besitzen einen F-SMA-Anschluss zur LWL-Kopplung. Der Anschluss ist über einen Multimode-LWL mit einem passenden Kollimator (für 780 nm oder 532 nm) gekoppelt. Die verwendete kurzkohärente LED des nahen Infrarotspektrums ist ursprünglich für den Einsatz in der Telekommunikationstechnik vorgesehen. Sie bietet neben ihrem verhältnismäßig günstigen Anschaffungspreis im niedrigen zweistelligen Eurobereich (Stand: 01/2016) noch zwei weitere Vorteile. Für den Betrieb der LED reicht eine einfache Spannungsquelle mit optionaler Strombegrenzung aus. Der Einsatz eines separaten Diodentreibers ist somit unnötig, wodurch bei der Realisierung eines Endprodukts zusätzliche Hardwareperipherie (z.B. eine separate Versorgungseinheit) entfällt. Die technische Ausführung eines kompakten, gut handhabbaren Aufbaus bleibt gewahrt. Weiterhin benötigt die verwendete LED keine aktive oder passive Kühlung. Das Verhältnis zwischen Ausgangsleistung am gekoppelten Faserende und der aufgenommenen elektrischen Leistung (NIR, $P_{\text{el}} = 0,14\text{ W}$) ist bei dieser LED besser als bei Lichtquellen, welche auf SLDs basieren (z.B. Superlum BLM2-D-810-B-5, $P_{\text{el}} = 17,5\text{ W}$). Die äußeren Abmessungen sind kompakt und betragen 25 mm in der Länge, $13,5\text{ mm}$ in der Höhe und $12,5\text{ mm}$ in der Breite. Die zweite verwendete LED im sichtbaren Spektrum wurde für den Automobilbau entworfen. Sie bietet ein vergleichsweise breites Spektrum bei hoher Lichtausbeute und kleinen Chipabmessungen. Die Leistungsaufnahme beträgt $P_{\text{el}} = 1,5\text{ W}$. Das Farbempfinden des ausgesandten Lichts wird vom Hersteller als „lime“ beschrieben (deutsch: Limette) und geht ins grün-gelbliche. Zwei Vorteile der

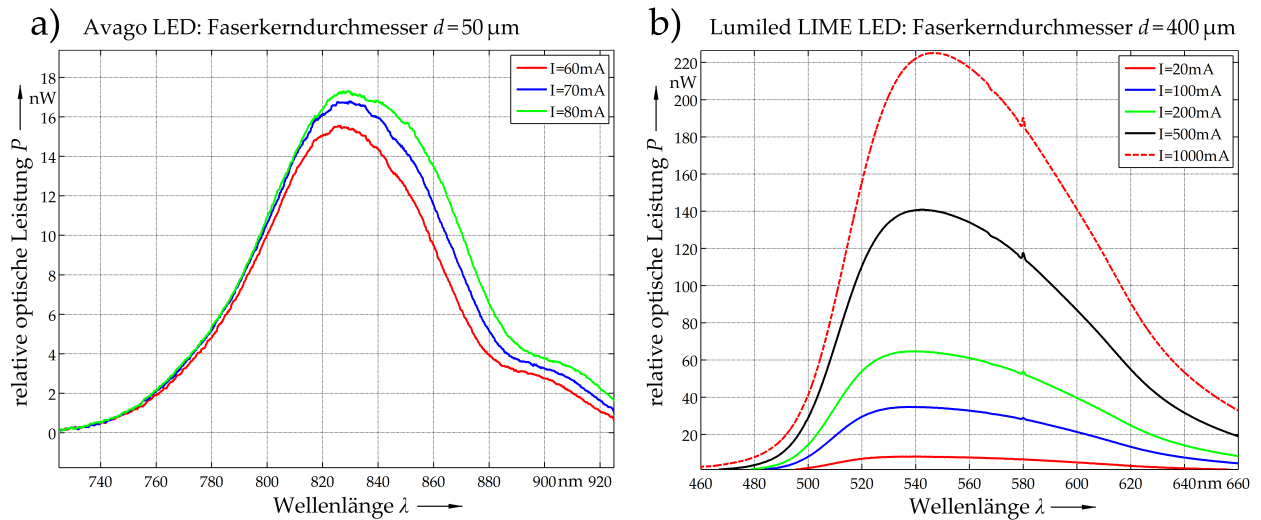


Abbildung 3.8: Spektrum der kurzkohärenten LEDs an verschiedenen Arbeitspunkten und mit unterschiedlichen LWL-Durchmessern, a) Infrarot-LED Avago HFBR-1404Z TX 1104 ($\lambda_m=829,2\text{ nm}$), b) LED LUMILEDS LIME LXZ1-PX01 ($\lambda_m=541,4\text{ nm}$)

LED im sichtbaren Spektrum sind die vereinfachte Strahljustierung im Interferometer (sichtbar) und die kürzere Kohärenzlänge (schmalere Interferenzsignatur). Von Nachteil gegenüber der Infrarotdiode sind der höhere Beschaffungspreis und die niedrigere Energieeffizienz. Die LED mit sichtbarem Spektrum benötigt aufgrund der Wärmeentwicklung im Betrieb eine passive Kühlung. Um die Lichtquellen näher zu spezifizieren, wurden die Spektren mit einem Spektrometer vermessen. Diese Messung erfolgte für unterschiedliche Betriebsströme, um eine Beeinflussung des Stroms auf die spektrale Verteilung zu überprüfen. Zunächst wurde die NIR-LED mit ihrem Spektrum im nahen Infrarot untersucht. Am Arbeitspunkt beträgt die Betriebsspannung dieser LED $U_B = 1,7\text{ V}$, während der Strom auf $I = 80\text{ mA}$ begrenzt wird. Für die Messung verbindet eine zusätzliche Adapterfaser die Diode mit dem genutzten Spektrumanalysator, da dieser einen FC-Stecker voraussetzt. Der Kerndurchmesser der für diese Messung verwendeten Multimode-Faser beträgt $50\ \mu\text{m}$. Die so ermittelte Schwerpunktwellenlänge der LED liegt bei $\lambda_m = 829,2\text{ nm}$. Die mittlere spektrale Breite (FWHM) wurde mit 78 nm gemessen. Für diese Werte wurde ein theoretisches Interferogramm berechnet (Abbildung 3.9a), welches zum Vergleich mit den realen, in den Interferometeraufbauten erzeugten Interferenzsignaturen dient. Gemäß der Gleichung 2.10 aus Unterabschnitt 2.1.1 ergibt sich ein Schätzwert für die Kohärenzlänge der Lichtquelle von etwa $9\ \mu\text{m}$ (vgl. Formel 3.3).

$$l_t \approx \frac{\lambda_m^2}{\Delta\lambda} \approx \frac{687\,572\text{ nm}^2}{78\text{ nm}} \approx 8,82\ \mu\text{m} \quad (3.3)$$

Die Kohärenzlänge ist allerdings nur eine Abschätzung, da das Spektrum der realen LED keine perfekte Gaußverteilung aufweist und durch die Wechselwirkungen mit den optischen Bauteilen im Interferometer (Spiegel, Glaskörper, Teilerschichten, Messobjektoberfläche) verändert wird. So übertragen sich Deformationen in der spektralen Verteilung der Lichtquelle auf die Kontrastverteilung im Interferogramm. Wird der Strom auf niedrigere Werte begrenzt, verschiebt sich die Schwer-

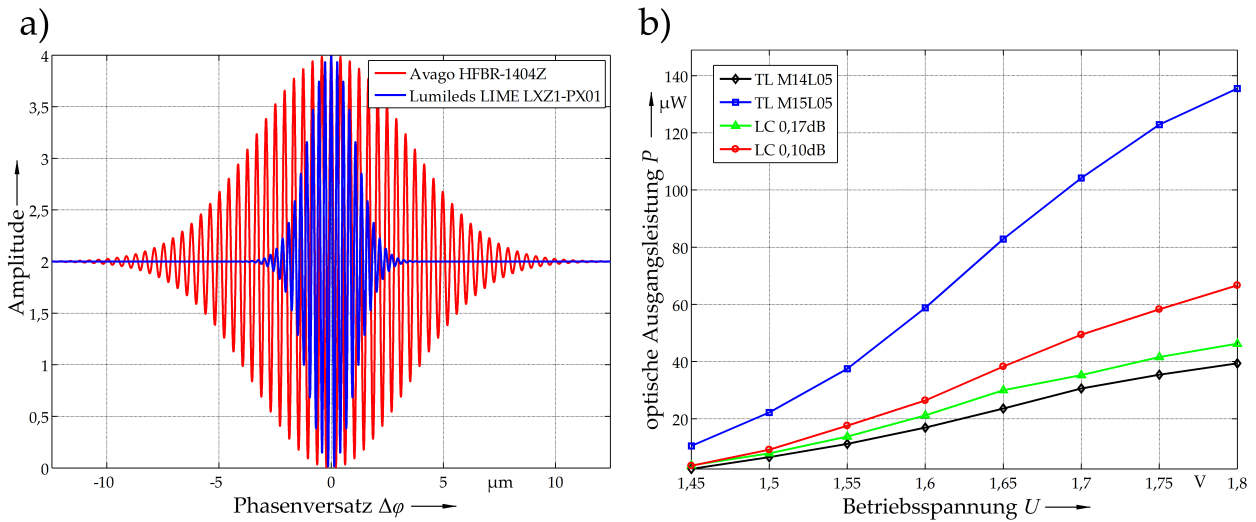


Abbildung 3.9: Simulierte Weißlichtsignaturen und gemessene optische Ausgangsleistung für unterschiedliche Lichtwellenleiter, a) Weißlichtsignaturen für Infrarot-LED Avago HFBR-1404Z TX 1104 ($l_t=9,95\mu\text{m}$) und LED LUMILEDS LIME LXZ1-PX01 ($l_t=2,93\mu\text{m}$), b) optische Ausgangsleistung der Infrarot-LED Avago mit verschiedenen Lichtwellenleitern

punktwellenlänge und die spektrale Bandbreite verkleinert sich (vgl. Abbildung 3.8). Die Schwerpunktwellenlängen betragen dann $\lambda_m = 829,6\text{ nm}$ ($I_B = 70\text{ mA}$) und $\lambda_m = 825,7\text{ nm}$ ($I_B = 60\text{ mA}$). Die spektralen Halbwertsbreiten betragen 76 nm ($I_B = 70\text{ mA}$) und 72 nm ($I_B = 60\text{ mA}$). Mit der Erhöhung des Stroms an der Lichtquelle erfolgt eine Verschiebung der Schwerpunktwellenlänge hin zu größeren Wellenlängen. Die zweite LED im sichtbaren Spektrum sendet Licht mit der Schwerpunktwellenlänge $\lambda_m = 541,4\text{ nm}$ bei einer Betriebsspannung $U_B = 3\text{ V}$ und einem Betriebsstrom von $I_B = 500\text{ mA}$ aus. Bei diesem Betriebsstrom beträgt die spektrale Halbwertsbreite $100,1\text{ nm}$. Daraus ergibt sich eine Kohärenzlänge von nur $l_t \approx 2,93\mu\text{m}$. Die Kohärenzlänge der LIME-LED ist somit deutlich kleiner als die der Infrarot-LED (vgl. Abbildung 3.9a).

3.2.2 Eigenschaften der eingesetzten Lichtwellenleiter (LWL)

Neben der Reflexion an metallisierten Oberflächen werden Lichtwellen auch durch Reflexion an optischen Grenzflächen abgelenkt. Für eine Totalreflexion müssen zwei Bedingungen erfüllt sein, andernfalls wird das Strahlenbündel an der Grenzfläche in einen reflektierten und einen transmittierten Anteil zerlegt. Erstens muss die Lichtwelle auf eine Grenzfläche treffen, bei der ein Übergang vom optisch dichteren Medium zum optisch dünneren Medium vorliegt, also $n_1 > n_2$ ist. Zweitens muss der Einfallswinkel ϵ größer als der Grenzwinkel ϵ_g sein. Dieser berechnet sich gemäß Gleichung 3.4.

$$\epsilon_g = \arcsin \frac{n_2}{n_1} \quad (3.4)$$

Die Totalreflexion wird in Prismen und zur Führung von Lichtwellen in Lichtwellenleitern (Lichtquelle) genutzt. Das Brechzahlverhältnis bestimmt den Akzeptanzkegel (numerische Apertur),

innerhalb dessen Bereich Licht in die Faser eingekoppelt werden kann. Lichtwellenleiter führen Licht niemals verlustfrei, da durch evaneszente Wellen immer ein Teil der Energie in den Mantel der Faser abgegeben wird. Man spricht daher von in Ausbreitungsrichtung gedämpften Wellen. Durch den universellen F-SMA-Anschluss beider ausgewählter LEDs ist es möglich, verschiedene Lichtwellenleiter (LWL) und Kollimatoren zu koppeln. Bei einer LWL-Kopplung von Lichtquelle und Messsystem wird zwischen zwei verschiedenen Arten von Lichtwellenleitern unterschieden. Diese werden gemäß ihres Aufbaus in Stufenindexfasern (stepped index fibre) und Gradientenindexfasern (gradient index fibre, GRIN) eingeteilt ([21], S.13ff). Für die Vorversuche kommen beide Varianten zum Einsatz, um ihre praktischen Vor- und Nachteile für die geplante Anwendung zu überprüfen. In den Stufenindexfasern erfolgt die Lichtwellenleitung auf Basis der bereits beschriebenen Totalreflexion. Bei gepulsten Lichtquellen in der Nachrichtenkommunikation kommt es zum Effekt der Modendispersion, der auf einer verringerten und winkelabhängigen Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichtes in Faserrichtung beruht. Die Folge ist ein Zerfließen des Lichtpulses. Bei Gradientenindexfasern ist dieser Effekt deutlich geringer ([21], S.17). Da die im Weißlichtinterferometer genutzte Lichtquelle nicht frequenzmoduliert ist, kann eine Stufenindexfaser eingesetzt werden, wenngleich es zum Effekt der Speckle-Bildung kommen kann (vgl. Unterabschnitt 4.2.2). Die Messergebnisse der Voruntersuchung entstanden im Rahmen einer betreuten studentischen Arbeit und sind in der Quelle [71] (S.9ff) dokumentiert. Die vier verwendeten Multi-Mode-Fasern sind zu unterteilen in zwei Gradientenindexfasern und zwei Stufenindexfasern (Anhang B.3, Tabelle B.4, 157). Durch die zusätzliche Dämpfung der Adapterfaser am Spektrometer sind die gemessenen Leistungen (Fläche unter der Kurve) des Spektrometers nicht mit den Ergebnissen dieser externen Leistungsmessung (Abbildung 3.9b) vergleichbar.

In allen weiteren Experimentalaufbauten wird die Stufenfaser mit einem Kerndurchmesser von $50\text{ }\mu\text{m}$ (TL M14L05) verwendet, sowohl mit der Infrarot-LED als auch mit der LIME-LED. Dieser Lichtwellenleiter stellt einen technologischen Kompromiss dar. Für eine optimale Kollimation des Strahlenbündels wird ein möglichst kleiner Faserkerndurchmesser benötigt. Das Resultat ist eine Punktlichtquelle am Faseraustritt. Das Ergebnis der Abbildung einer Punktlichtquelle nach Unendlich sind parallele Lichtstrahlen mit ebenen Wellenfronten. Je größer der Faserkerndurchmesser gewählt wird, desto größer wird die zusätzliche Überlagerung divergenter Strahlanteile. Allerdings reduziert ein kleiner Faserkerndurchmesser die Intensität des am LWL austretenden Lichtes, da der kleinere Durchmesser mit einer Verringerung der Eintrittsfläche einhergeht. Bei gleichbleibender numerischer Apertur des LWL gemäß Gleichung 3.5 ([21], S.15) gilt es, den Faserkern innerhalb des Akzeptanzkegels auszuleuchten. Dies wird mit Hilfe einer justierbaren Fasereinkopplung realisiert. Der Akzeptanzkegel hängt von den Brechungsindizes des Faserkerns und -mantels (n_1^2, n_2^2) ab.

$$\text{NA} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (3.5)$$

Die Lichtausbeute der Lichtquelle wird kleiner, wenn die Fasereinkopplung nicht korrekt zum Faserende und zu dessen Akzeptanzkegel ausgerichtet ist. Der Aufwand für eine exakte Positionierung steigt und stellt größere Anforderungen an Justierstellen und Toleranzen der mechanischen Verbindung zwischen Faserende, Fasereinkopplung und Lichtquelle. In der Praxis fällt es somit

bei kleiner werdendem Kerndurchmesser zunehmend schwer, Anteile der von der Lichtquelle emittierten Strahlung in die Kernfaser des LWLs einzukoppeln. Somit sinkt die Effizienz bzw. die Lichtausbeute der fasergekoppelten Lichtquelle. Die ausgewählte 50 μm -Multimode-Faser erlaubt eine technisch nutzbare Kollimation des Strahlenbündels und gewährleistet in Kombination mit der gekoppelten LED eine ausreichende Lichtleistung für die Verwendung in einem Weißlichtinterferometer. Allerdings wird die verhältnismäßig geringe optische Ausgangsleistung am Faserende Maßnahmen zur Steigerung der optischen Effizienz im Interferometer erfordern. Diese Maßnahmen sehen die Polarisierung des eingekoppelten Lichts vor, um Rückreflexe zur Lichtquelle zu minimieren.

3.2.3 Kollimation des Lichtstrahls

Je nach mittlerer Wellenlänge der beiden LEDs werden zwei unterschiedliche Kollimatoren in das Interferometer eingebunden. Der zu verwendende NIR-Kollimator besitzt eine feste Brennweite $f_{\text{Koll}} = 11,07 \text{ mm}$. Die numerische Apertur beträgt $\text{NA} = 0,26$ wobei die feste Justierung für eine Wellenlänge von $\lambda = 780 \text{ nm}$ ausgelegt ist. Dem steht eine numerische Apertur des Faserendes von $\text{NA} = 0,22$ gegenüber. Der Kollimator erfasst somit die gesamte Lichtleistung, die aus der Faser austritt. Der resultierende Durchmesser des Strahls ergibt sich in Näherung gemäß Gleichung 3.6, wobei zum Rand hin die chromatische Aberration zunimmt.

$$d = 2 \cdot f_{\text{Koll}} \cdot \tan(\arcsin(\text{NA})) = 4,99 \text{ mm} \quad (3.6)$$

Der Strahldurchmesser beträgt in der gewählten Kombination aus Faser und Kollimator $d \approx 5 \text{ mm}$. Es sind daher bei einer Miniaturisierung des Interferometers auch Teilerwürfel mit Kantenlängen von nur 5 mm einsetzbar.

Die mechanische Verbindung zwischen Kollimator und Lichtwellenleiter entspricht ebenfalls dem F-SMA-Standard. Die Linsenoberfläche ist beidseitig mit einer Antireflexionsbeschichtung versehen, die einen Spektralbereich von 600 nm bis 1050 nm abdeckt. Die Reflexionsverluste werden mit kleiner 0,5% angegeben. Es ergeben sich für die spektralen Anteile des kurzkohärenten Lichtbündels verschiedene Brechzahlen (Dispersion). Das aus der Faser austretende Licht ist daher nicht in seiner Gesamtheit kollimierbar. Die Folge sind Verformungen in der Wellenfront, die bereits vor Einkopplung in das Weißlichtinterferometer vorliegen.

3.3 Prinzip der absoluten interferenzoptischen Längenmessung

Wie bereits in der Einleitung dieses Kapitels beschrieben, soll die erzeugte Signatur in einem Weißlichtinterferometer als Bezugsmarke für eine absolute Längenmessung dienen. Mit einem Michelson-Interferometer lässt sich bei Verwendung zweier Spiegel jedoch nur eine Signatur erzeugen, wenn beide Spiegel den gleich Abstand a zum zentralen Strahlteiler besitzen. Der optische Gangunterschied, die Totstrecke, ist dann zwischen Mess- und Referenzstrahl im Interferometer gleich Null (Abbildung 3.10a). Ein solches System ist für die Endlagendetektion oder für die

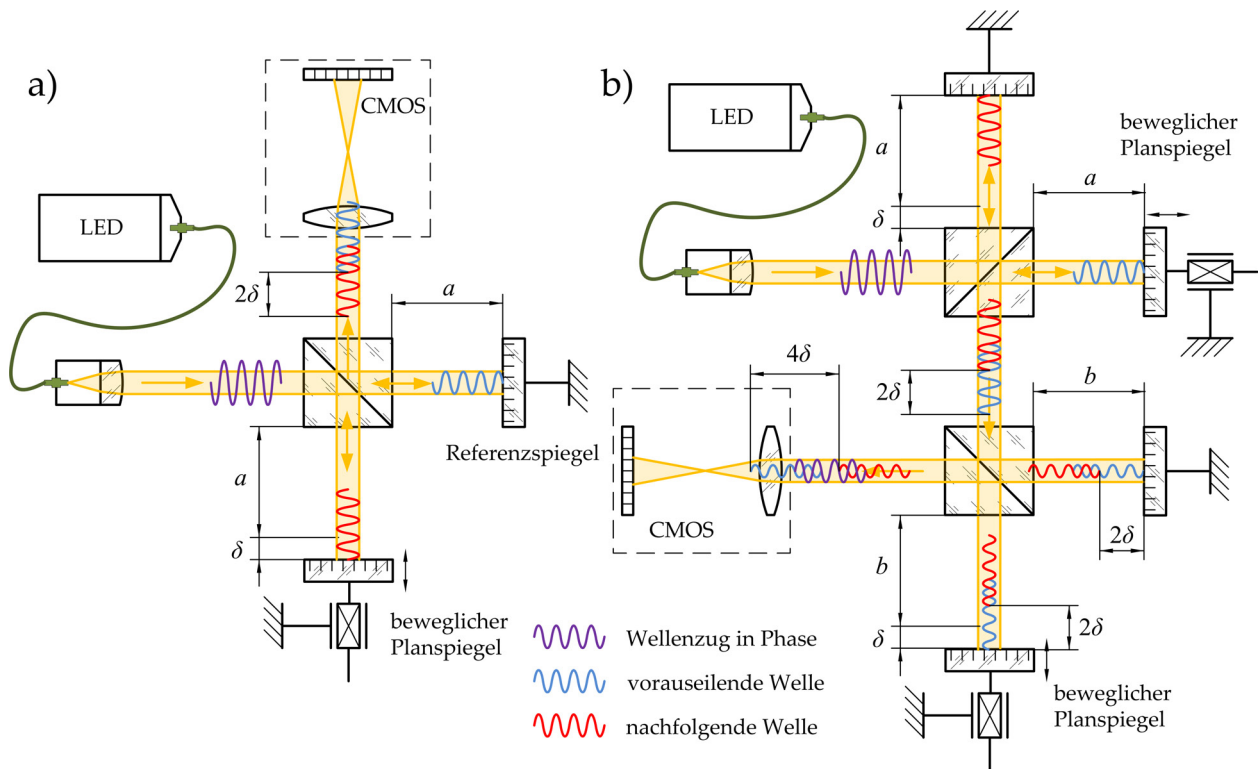


Abbildung 3.10: Interferenzentstehung im Weißlichtinterferometer: a) Michelson-Interferometer - $\delta > l_t$ keine Interferenz, b) Tandeminterferometer, Erzeugung einer Nebensignatur durch Kompensation des optischen Gangunterschieds

Erfassung der Lage von optischen Grenzflächen nutzbar. Für die Messung eines Leerringdurchmessers ist die Michelson-Anordnung jedoch nicht geeignet. Für eine absolute Längenmessung wird eine andere Anordnung gesucht. Erweitert man das Michelson-Interferometer um ein zweites Interferometer, entsteht eine Tandemanordnung (Abbildung 3.10b).

Mit dem Tandeminterferometer wird die Möglichkeit einer absoluten Längenmessung realisiert. Im zweiten Interferometerteil entsteht die Möglichkeit, je nach Position des beweglichen Spiegels eine Hauptsignatur ($\delta = 0$) oder eine von zwei Nebensignaturen ($+\delta$ und $-\delta$) zu erzeugen. Der überlagerte Wellenzug mit dem im ersten Interferometerteil versehenen Gangunterschied δ wird im zweiten Interferometersegment erneut aufgeteilt. Für den Fall, dass es nun im zweiten Interferometer keinen zusätzlichen Gangunterschied in den Interferometerarmen gibt ($\delta = 0$), überlagern beide Teilstrahlen zu einer Hauptsignatur. Dieser Vorgang basiert auf der vollständigen konstruktiven Interferenz der Mischsignale. Die Teilstrahlen interferieren nur deshalb erfolgreich, weil ihre phasenversetzten Wellenzuganteile aus dem ersten Interferometer paarweise miteinander überlagern. Durch Verschieben eines Spiegels im zweiten Interferometersegment um exakt $+\delta$ oder $-\delta$ erfolgt die Erzeugung einer von zwei möglichen Nebensignaturen. Nebensignaturen entstehen nur dann, wenn das zweite Interferometer im Tandemverbund den Referenz- und Messstrahl miteinander mischt, also für eine Verteilung der Wellenfronten auf beide Interferometerarme sorgt. Dieser Fall ist in Abbildung 3.10b dargestellt. Die Nebensignatur besitzt immer einen niedrigeren Interferenzkontrast als die Hauptsignatur. Ursache ist, dass jeweils nur eine vorseilende Teilwelle mit einer nachfolgenden Teilwelle interferieren kann. Die übrigen zwei Teilwellen besitzen für

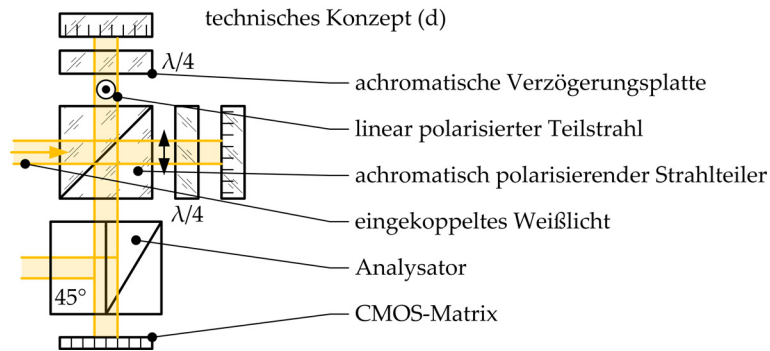


Abbildung 3.11: Technisches Konzept (d): Weißlichtinterferometrie mit linear polarisiertem Licht

diesen Fall einen Phasenversatz von 4δ und interferieren für den Fall, dass $\delta > \frac{l_t}{4}$ ist, nicht. Die Haupt- und Nebensignaturen sind fest miteinander gekoppelt. Man spricht daher auch von einer gekoppelten Weißlichtsignatur. Die Nebensignaturen liegen symmetrisch um die Hauptsignatur. Die Auswertung des Abstands zwischen Haupt- und Nebensignatur realisiert eine absolute Längenmessung.

Die in Abbildung 3.10 dargestellten Interferometer haben den Nachteil, dass maximal die Hälfte (Michelson-Interferometer) bzw. ca. ein Viertel (Tandeminterferometer) der eingesetzten Lichtleistung für die Entstehung der Interferenzsignaturen genutzt werden kann. Dies liegt an Rückreflexen am Strahlteiler der unpolarisierten Strahlung. Gleichzeitig ergeben sich eine Reihe unzähliger weiterer Nebensignaturen durch Reflexionen an Glasoberflächen der beteiligten optischen Bauteile oder durch Doppelreflexionen in den Interferometerarmen. Daher lässt sich möglicherweise nicht eindeutig zuordnen, welche Nebensignatur zu welcher optischen Wegstrecke im Interferometer gehört, was die angestrebte automatisierte Signaturauswertung deutlich erschweren kann. Antireflexionsbeschichtungen reduzieren den kontrastreduzierenden Einfluss auf die Signatur nur zum Teil. Wesentlich effektiver bei der Unterdrückung von Nebensignaturen stellt sich daher der Einsatz von breitbandig polarisierenden Strahlenteilern dar.

Mit der hier vorgestellten Tandemanordnung ist eine Direktantastung der Le­hr­ring­innen­flächen bei der Durchmesserbestimmung nicht möglich, da sich die jeweiligen Spiegel in beiden Interferometern nicht gegenüberstehen. Aus diesem Grund muss eine Abwandlung der Interferometeranordnung stattfinden, in der sich später auch die Bauteile zur Wellenfrontanpassung für die Direktantastung der gekrümmten Oberfläche integrieren lassen.

3.4 Entwurf des polarisationsoptischen Tandem-Weißlichtinterferometers

Für die Konzeption und den Aufbau des Tandem-Interferometers sind Eigenschaften wie der erzielbare Interferenzkontrast der erzeugten Signatur oder die einsetzbare Lichtintensität von zentraler Bedeutung. Um die nutzbare Lichtintensität und den realisierbaren Interferenzkontrast zu erhöhen, sollen achromatisch polarisierende Bauteile zum Einsatz kommen, mit denen beispiels-

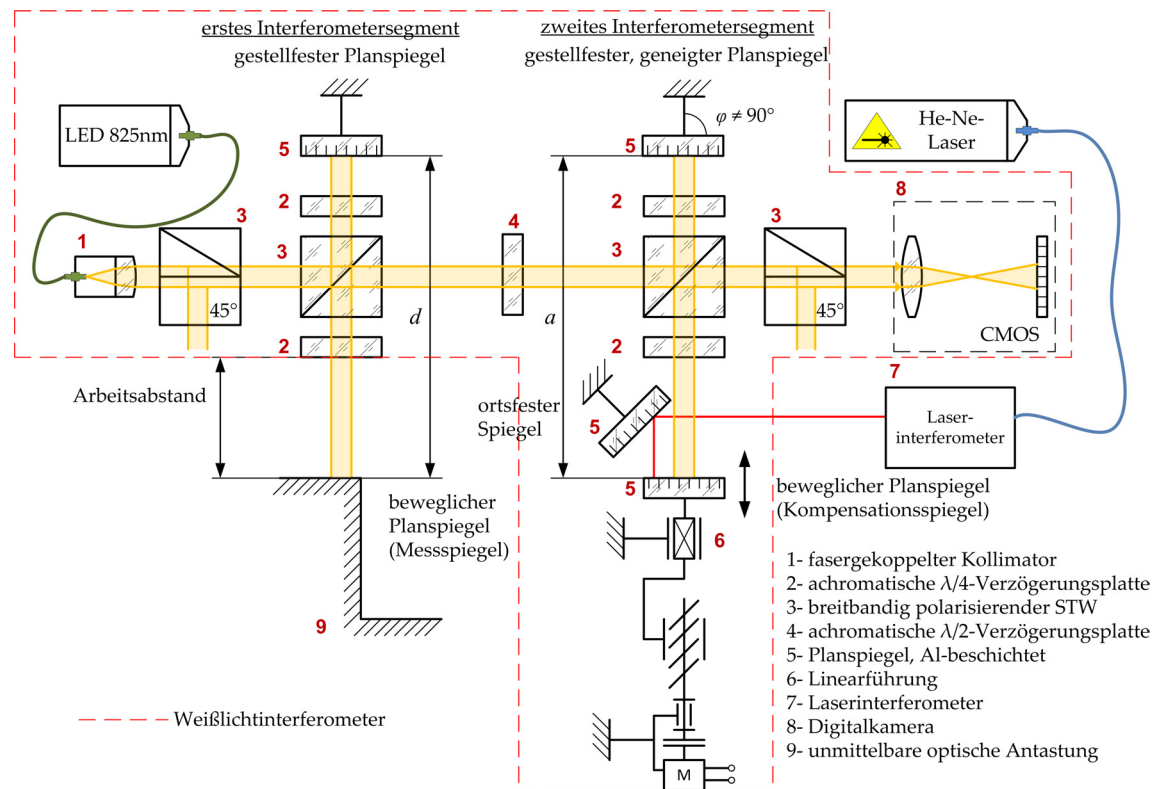


Abbildung 3.12: Tandem-Aufbau des polarisationsoptischen Weißlichtinterferometers (Tandem-WLI) mit achromatisch polarisierenden Optikkomponenten

weise eine definierte Intensitätsaufteilung zwischen Mess- und Referenzstrahl ermöglicht wird. Die Erweiterung eines Weißlichtinterferometers um achromatisch polarisierende Bauteile soll im weiteren Verlauf eingehend untersucht werden, da es zum Einsatz dieser in der Weißlichtinterferometrie keine näheren Erfahrungswerte am Institut gibt. Der Untersuchungsschwerpunkt wird als drittes technisches Konzept (d): „Weißlichtinterferometrie mit linear polarisiertem Licht“ hervorgehoben (Abbildung 3.11). Ein achromatisch polarisierender Strahlteiler bildet das zentrale Element zur Erzeugung linear polarisiertem Weißlichts. Achromatische Verzögerungsplatten ($\frac{\lambda}{4}$ -Platten) werden für die Drehung der Polarisationsrichtungen vorgesehen. Vor dem eigentlichen Sensor (CMOS-Matrix) müssen Referenzstrahl und Messstrahl miteinander gemischt werden, um interferieren zu können. Dieses Konzept muss nun mit einer geeigneten Tandem-Interferometeranordnung kombiniert werden, damit sich die gegenüberliegenden Innenflächen eines Lehrings möglichst effizient optisch antasten lassen.

Der neu entwickelte Entwurf eines polarisationsoptischen Tandem-Weißlichtinterferometers besteht aus einem Messinterferometer und einem Referenzinterferometer (Abbildung 3.12). Der Entwurf wurde für die Erfassung von absoluten Längen zwischen zwei innenliegenden, optisch kooperativen Flächen entworfen. Das polarisationsoptische Tandem-Weißlichtinterferometer beruht auf einem Interferometerkonzept von Oshawa et. al. [72], K. Matsumoto et al. [73] und H. Matsumoto et al. [74], allerdings wurde das System um achromatisch polarisierende Bauelemente erweitert. Weiterhin entfällt die Faserkopplung zwischen Messinterferometer und Referenzinterferometer. Dieses neuartige polarisationsoptische Tandem-Weißlichtinterferometer zeigt einen

1. Strahlenteil - Messstrahl: S-polarisiert (1) → P-polarisiert (2) → S-polarisiert (3) → P-polarisiert (4)

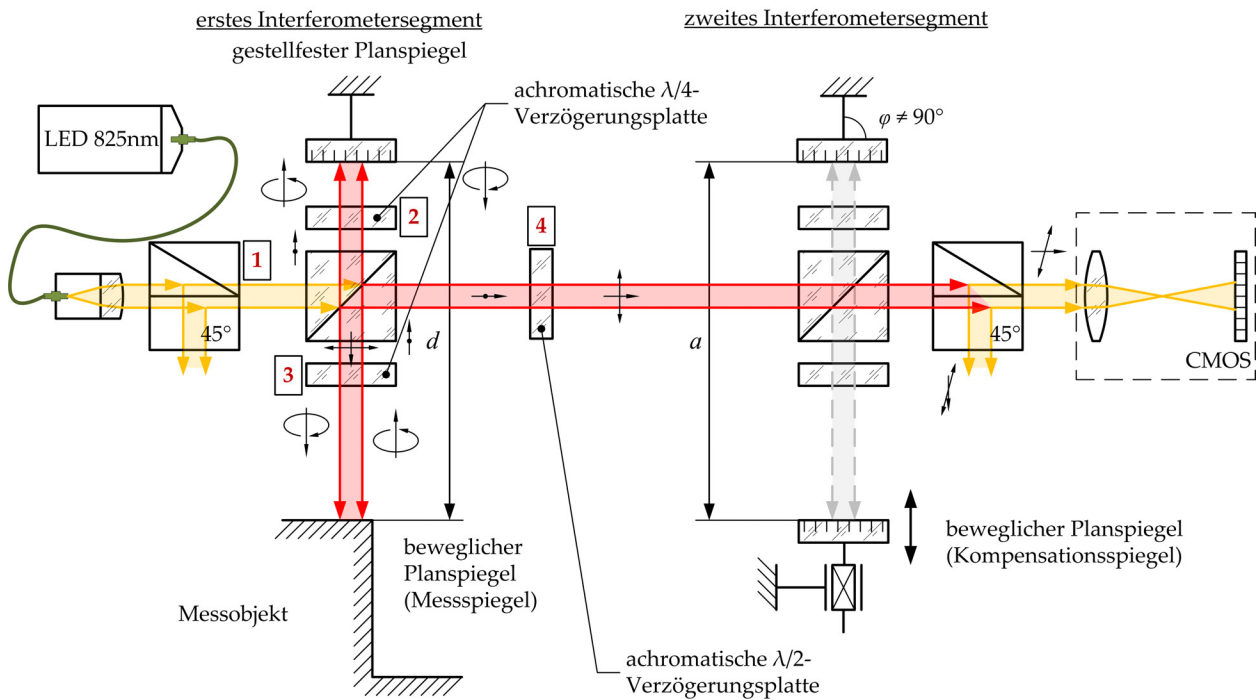


Abbildung 3.13: Lichtweg im polarisationsoptischen Tandem-Aufbau: Messstrahl, beginnt S-polarisiert (1), endet nach (4) P-polarisiert

gegenüber einfachen Weißlichtinterferometern, z.B. von Depierreux [47], [66], stark erhöhten Kontrast. Gleichzeitig entsteht aufgrund des genau definierten Lichtweges im Interferometer eine Entkopplung der Weißlichtinterferenz. Das bedeutet, dass die Auswertung des Interferenzsignals uneindeutig wird, da nun Nebensignaturen entweder ganz entfallen oder in ihrem Kontrast so stark reduziert werden, sodass sie nicht mehr vom Rauschen im System unterscheidbar sind.

Zunächst bündelt der Kollimator am Eingang des Messinterferometers das aus dem Multimode-LWL austretende kurzkohärente Licht zu einem Parallelstrahl. Dieses Strahlbündel durchläuft einen ersten breitbandig polarisierenden Strahlteilerwürfel (STW) und es wird linear polarisiert. Der STW ist um etwa 45° in der optischen Achse geneigt, um das Intensitätsverhältnis zwischen Messstrahl und Referenzstrahl anzugleichen. Mit diesem STW kann später durch Drehung um die optische Achse das Intensitätsverhältnis beider Teilstrahlen frei eingestellt werden. Die Aufteilung in Mess- und Referenzstrahl erfolgt danach beim Durchlaufen des breitbandig polarisierenden Strahlteilers im Messinterferometer (erstes Interferometersegment). Der zunächst S-polarisierte Messstrahl (Abbildung 3.13) wird in Richtung des gestellfesten Planspiegels abgelenkt. Dabei durchläuft das linear polarisierte Strahlbündel vor der Reflexion die erste von zwei achromatischen $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatten. Nach der Umwandlung in zirkular polarisiertes Licht trifft dieses auf die Oberfläche des ersten Spiegels, der später durch die erste anzutastende Innenfläche des Leerringes ersetzt wird. Die Wellenfront wird bei der Reflexion um 90° in der Phase verschoben. Danach durchläuft der Messstrahl erneut die erste achromatische $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatte aus entgegengesetzter Richtung. Es erfolgt nun eine Rücktransformation in linear polarisiertes Licht, wobei die Polarisationsrichtung senkrecht zur Polarisationsrichtung des Ausgangszustandes steht. Da die

2. Strahlenteil - Referenzstrahl: P-polarisiert (1) → S-polarisiert (2) → P-polarisiert (3) → S-polarisiert (4)

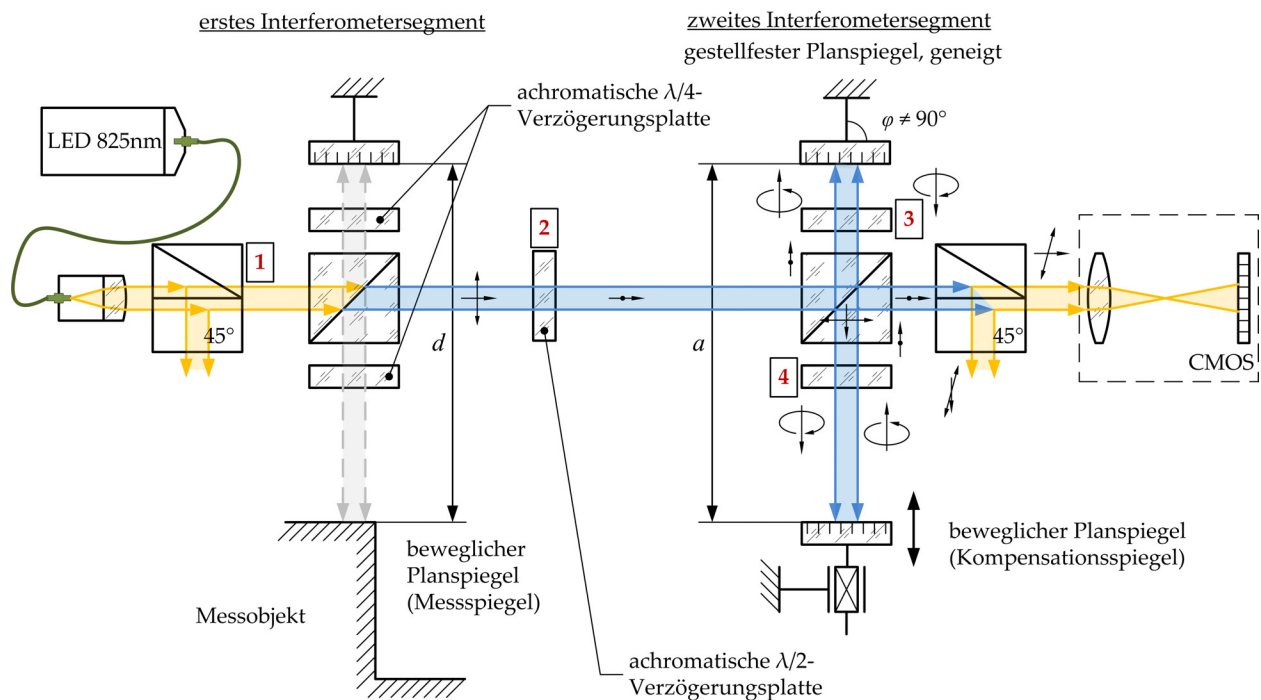


Abbildung 3.14: Lichtweg im polarisationsoptischen Tandem-Aufbau: Referenzstrahl, beginnt P-polarisiert (1), endet nach (4) S-polarisiert

Polarisationsrichtung des Messstrahls nun P-polarisiert ist, wird der Strahl im Teilerwürfel nicht reflektiert sondern transmittiert. Danach trifft er auf die zweite achromatische $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatte und anschließend direkt auf die optisch aktive Oberfläche des gegenüberstehenden Spiegels bzw. der gegenüberliegenden Leerringinnenfläche. Nach der Reflexion an dieser ergibt sich die Drehung der Polarisationsrichtung in den ursprünglichen Ausgangszustand des Messstrahls. Er wird daher im Teilerwürfel des ersten Interferometersegments in Richtung des zweiten Interferometersegments (Auswerteinterferometer) reflektiert und folgt nun dem Referenzstrahl mit einem Phasenversatz von $\approx 2 \cdot d$ nach. Die Polarisationsrichtung des Messstrahls ist nun unmittelbar vor der achromatischen $\frac{\lambda}{2}$ -Verzögerungsplatte wieder S-polarisiert. Der von Beginn an P-polarisierte Referenzstrahl transmittiert durch den Teilerwürfel des ersten Interferometersegments ohne Beeinflussung seiner Polarisationsrichtung und eilt dem Messstrahl mit einem Phasenvorsprung von $\approx 2 \cdot d$ voraus. In diesem Phasenvorsprung ist die zu messende Längeninformation enthalten. Der geometrische Abstand von d ist der Abstand zwischen den sich gegenüberstehenden Planspiegeln im ersten Interferometersegment bzw. der zu messende Durchmesser des Leerrings bei der Direktantastung. Um nun den optischen Gangunterschied zwischen Referenz- und Messstrahl zu kompensieren, muss das zweite Interferometersegment (Auswerteinterferometer) symmetrisch zum ersten Interferometersegment aufgebaut werden. Um den Einfluss der Dispersion auf die zeitliche Kohärenz der beiden Teillichtstrahlen anzugleichen, müssen die eingesetzten achromatischen Verzögerungsplatten und die beiden Teilerwürfel die gleichen optischen Dicken besitzen.

Der Referenzstrahl (Abbildung 3.14) transmittiert den ersten Teilerwürfel im ersten Interferometersegment direkt aufgrund seiner P-Polarisationsrichtung. Beim Durchlaufen der achromatischen

$\frac{\lambda}{2}$ -Verzögerungsplatte ergibt sich eine Drehung der Polarisationsrichtung um 90° . Es entsteht eine S-polarisierte Wellenfront. Diese wird im Teilerwürfel des zweiten Interferometersegments reflektiert und durchläuft die dritte achromatische $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatte. Der resultierende zirkular polarisierte Strahl reflektiert nun am gestellfesten Planspiegel. Dabei erfolgt wieder ein Phasensprung von 90° . Eine leichte Neigung des Spiegels (ca. $1' \dots 4'$) beeinflusst die Streifenbreite der Interferenzsignatur auf der CMOS-Zeile (Unterabschnitt 3.4.2). Auf dem Rückweg zum STW durchläuft der Referenzstrahl erneut die achromatische $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatte, wodurch erneut eine Wandlung in linear polarisiertes Licht mit einer gedrehten Polarisationsrichtung um 90° stattfindet. Der Referenzstrahl ist nun wieder P-polarisiert und durchläuft den Teilerwürfel des Auswerteinterferometers direkt. Im gegenüberliegenden Arm des zweiten Interferometersegments wiederholt sich die Transformation der linearen Polarisation in eine zirkulare Polarisation. Der Referenzstrahl reflektiert danach am beweglichen Spiegel des Referenzinterferometers mit einem Phasensprung von 90° und durchläuft die vierte achromatische $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatte des Tandem-WLI zum zweiten Mal. Dadurch ergibt sich abschließend ein S-polarisierter Referenzstrahl, der nun im Teilerwürfel des zweiten Interferometersegments zur Kamera hin abgelenkt wird. Der Referenzstrahl steht anschließend in seiner Polarisationsrichtung senkrecht auf dem Messstrahl. Die Größe a beschreibt den geometrischen Abstand zwischen gestellfestem Planspiegel und beweglichem Referenzspiegel im Auswerteinterferometer. Für den vorliegenden Fall des symmetrischen optischen Aufbaus ergibt sich auf der CMOS-Matrix eine Weißlichtsignatur, falls $a = d$ ist, da dann der Phasenversatz zwischen Mess- und Referenzstrahl bei der gemeinsamen Überlagerung gleich null ist.

$$\Delta x = 2 \cdot (d - a) \quad (3.7)$$

Die Gleichung 3.7 stellt nun den sich ergebenden optischen Gangunterschied zwischen Referenz- und Messstrahl dar. Damit eine Weißlichtsignatur entsteht, muss dieser Gangunterschied kleiner sein als die Kohärenzlänge der Weißlichtquelle (Unterabschnitt 3.2.1). Da Mess- und Referenzstrahl in ihrer linearen Polarisation orthogonal zueinander ausgerichtet sind und somit nicht interferieren, müssen die Polarisationsrichtungen von Referenz- und Messstrahl anteilig vom um 45° gedrehten Teilerwürfel vor der Kamera vektoriell zerlegt werden. Dies führt zu einer Mischung der Teilstrahlen, die Grundvoraussetzung für die Erzeugung der Interferenz ist. In dieser speziellen Anordnung ist es nicht möglich, eine Nebensignatur zu detektieren, da Mess- und Referenzstrahl erst nach dem Referenzinterferometer gemischt werden.

Das optische Prinzip des polarisationsoptischen Tandem-Weißlichtinterferometers muss nun in einen Experimentalaufbau zur Funktionsprüfung überführt werden. Da die erzeugte Weißlichtsignatur für die Weiterverarbeitung digitalisiert werden muss, kommt eine Digitalkamera mit Objektiv zum Einsatz. Das Objektiv der Digitalkamera hat die Aufgabe, das Strahlenbündel so aufzuweiten, dass eine möglichst große Fläche des CMOS-Sensors ausgeleuchtet wird. Die gewählte effektive Festbrennweite beträgt $f_{\text{eff}} = 50\text{mm}$. Der dem CMOS-Chip zugewandte Brennpunkt besitzt dabei im Aufbau einen Abstand von $f'_{\text{eff}} = 22,1\text{mm}$ zur Bezugsfläche am Gewindebund des Gewindesockels. Da das parallel einfallende Strahlenbündel in diesem Punkt gebündelt wird,

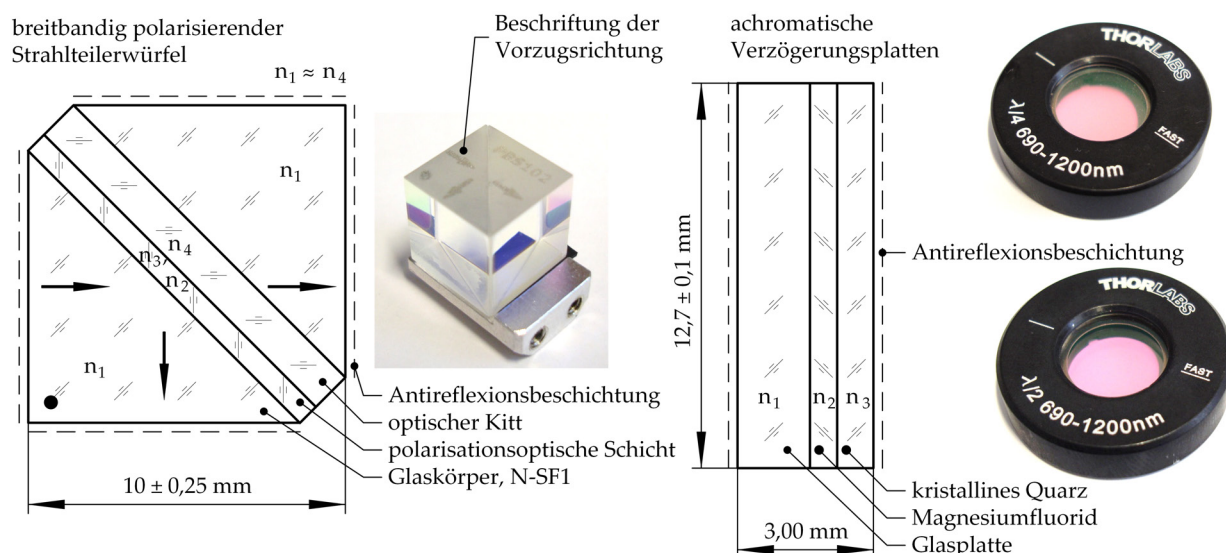


Abbildung 3.15: Aufbau und Abmessungen der verwendeten Strahlteilerwürfel und der $\frac{\lambda}{4}$ - und $\frac{\lambda}{2}$ -Platten

muss die CMOS-Matrix deutlich hinter dem Brennpunkt liegen. Hierfür stellt ein 65mm langer Tubus zwischen Objektiv und Kamera den erforderlichen geometrischen Abstand sicher.

3.4.1 Achromatisch polarisierende Optikelemente

Zwischen der Lichteinkopplung und der angepassten Digitalkamera befinden sich die achromatisch polarisierenden Optikelemente. In dem zuvor beschriebenen Interferometer werden achromatische Verzögerungsplatten und breitbandig polarisierende Strahlteiler in zwei Ausführung entweder für das Infrarotspektrum nah am sichtbaren Spektrum (NIR) oder für das sichtbare Spektrum (VIS) verwendet. Während die Teilerwürfel ungefasst verfügbar sind, liegen die Verzögerungsplatten in einer eigenen Rundfassung vor. Die achromatischen Verzögerungsplatten werden jeweils in einer $\frac{\lambda}{4}$ - und in einer $\frac{\lambda}{2}$ -Variante verwendet. Der prinzipielle Aufbau und die Funktionsweise der achromatisch polarisierenden Beschichtung wurde bereits in Unterabschnitt 3.1.4 beschrieben.

Beim breitbandig polarisierenden Strahlteilerwürfel befindet sich die polarisationsoptische Schicht (doppelbrechende Materialien) zwischen den beiden geklebten Glaskeilen verbunden mit einer Haftsicht (optischer Kitt). Daraus resultiert ein unsymmetrischer Aufbau des Strahlteilerwürfels, da die Kittschicht die optische Dicke einer Prismenhälfte vergrößert. Die polarisationsoptische dielektrische Beschichtung ist ebenfalls nicht optisch vernachlässigbar dünn. Über die Ausführung des Schichtverbunds wird das Teilungsverhältnis des Strahlteilerwürfels von 50:50 und der lineare Polarisationsgrad eingestellt (dielektrischer Stapelaufbau). Das optische Verhalten des STWs variiert daher, je nachdem von welcher Seite ein Lichtstrahl den STW transmittiert, da der Strahl entweder zuerst auf die polarisationsoptische Schicht oder auf den optischen Kitt trifft. Die im Versuchsaufbau verwendeten breitbandig polarisierenden Strahlteilerwürfel besitzen daher einen Aufdruck, welcher die Vorzugsrichtung für die Strahlführung vorgibt. Weicht man von dieser Vorzugsrichtung ab, droht nach Aussage des Herstellers eine Abweichung der optischen Eigenschaften

des Teilerwürfels von den Angaben im Datenblatt. Ein Durchlaufen des Strahlbündels entgegen der Vorzugsrichtung ist in den zuvor beschriebenen Versuchsaufbauten jedoch unumgänglich.

Die verwendeten Teilerwürfel sind für einen Wellenlängenbereich von 620 nm bis 1000 nm (NIR) und von 420 nm bis 680 nm (VIS) ausgelegt, wobei hierbei auch die Auslegung der äußeren Antireflexbeschichtung bedacht ist. Der mittlere Reflexionsgrad der Glasoberfläche (N-SF1) ist somit auf $\rho = 0,5\%$ reduziert. Die Transmissionsgrade für P-polarisierte Lichtwellen und S-polarisierte Lichtwellen sind in der Tabelle B.2 im Anhang B.2 (S. 157) exemplarisch für den NIR-Strahlteiler aufgelistet. Der Strahlteilerwürfel für das sichtbare Spektrum besitzt eine vergleichbare breitbandige Charakteristik.

Die achromatischen $\frac{\lambda}{4}$ -Platten bestehen aus einem 1,57 mm-dicken Glassubstrat mit einer einseitig aufgetragenen Beschichtung aus zwei doppelbrechenden Materialien (kristallines Quarz, MgF_2). Die Platten sind beidseitig von einer Antireflexbeschichtung überzogen. Wie bei den verwendeten Teilerwürfeln liegt der mittlere Reflexionsgrad der Oberfläche bei $\rho = 0,5\%$. Die verwendeten Platten stehen mit einer um 45° geneigten schnellen Achse der doppelbrechenden Schicht im Strahlengang. Auf diese Weise ist eine Transformation von linear polarisiertem Licht in zirkular polarisiertes Licht möglich. Die Glasplatte ist in einer eigenen Metallfassung mit einem Vorschraubring gesichert. Die Metallfassung besitzt eine Markierung, anhand derer sich die Vorausrichtung des Neigungswinkels bei der Montage durchführen lässt. Die achromatische $\frac{\lambda}{2}$ -Platte ist identisch zur $\frac{\lambda}{4}$ -Version aufgebaut. Lediglich die Dicken der doppelbrechenden Schichten variieren. Der Wellenlängenbereich reicht von 690 nm bis 1200 nm (NIR) bzw. von 400 nm bis 800 nm (VIS). Dazu passend ist die Antireflexbeschichtung ausgelegt. Auch hier wird ein mittlerer Reflexionsgrad von $\rho = 0,5\%$ erreicht. In Tabelle B.3 im Anhang B.2 (S. 157) sind für beide Verzögerungsplatten im nahen Infrarotspektrum (NIR) exemplarisch sowohl der anliegende Phasenversatz als auch der Transmissionsgrad für ausgelegte Wellenlängen dargestellt. Die Werte offenbaren, dass es für verschiedene Wellenlängen leichte Unterschiede bei der Phasenverzögerung gibt, die jedoch so gering ausfallen, dass sich keine erfassbaren Auswirkungen auf die Interferenzsignatur und deren Kontrast ergeben. Die jeweils insgesamt leicht zu hohe Verzögerung führt dazu, dass einerseits der Neigungswinkel der Verzögerungsplatten nach der Justierung nicht exakt 45° beträgt und dass andererseits das zirkular polarisierte Licht nach dem Durchlaufen der achromatischen Verzögerungsplatten eine elliptische Verformung aufweist. Diese elliptisch polarisierte Form ist mittels Analysatorgitter nachweisbar, da für verschiedene Winkel in einem 180° Intervall des Analysators verschiedene Intensitätswerte ermittelt werden. Auch hierbei wird der Kontrast der Interferenzsignatur nur in geringem Maße reduziert, was allerdings eine optimale Ausrichtung der $\frac{\lambda}{4}$ - und $\frac{\lambda}{2}$ -Verzögerungsplatten voraussetzt.

Es sollte erwähnt werden, dass eine Strahltransmission an den verwendeten optischen Bauteilen zu Wellenfrontfehlern im Lichtstrahlbündel führt. Dies wird durch die geometrischen Fertigungstoleranzen der Glaskörper und die Ebenheitsabweichungen der Oberflächen verursacht. Für die verwendeten, breitbandig polarisierenden Strahlteilerwürfel wird ein möglicher Wellenfrontfehler von $\frac{\lambda}{4}$ bei 633 nm angegeben. Für die $\frac{\lambda}{4}$ - und $\frac{\lambda}{2}$ -Verzögerungsplatten gibt der Hersteller einen möglichen Wellenfrontfehler von $\frac{\lambda}{8}$ bei 633 nm an. Dadurch ist praktisch ein Maximalkontrast von $M = 100\%$ in der Interferenzsignatur unmöglich. Einschlüsse im Glas führen zu Beugungseffekten, die im Interferenzbild lokale kreisrunde Interferenzartefakte erzeugen. Diese Artefakte verzerren

die reale Interferenzsignatur und stören die Signatúrauswertung empfindlich. Ähnliche optische Artefakte im Interferenzbild entstehen durch auf der Spiegeloberfläche anhaftende Staubkörner und Kratzer.

3.4.2 Justierung des optischen Systems

Das achromatisch polarisierende Interferometer besitzt Justierstellen, um die Strahlführung zu korrigieren und um die Polarisationsrichtung der Lichtbündel anzupassen. Die Strahlausrichtung im Interferometer wird durch die justierbare Aufnahme des Kollimators vorgegeben. Die Aufnahme wird über Zugfedern in der zugehörigen Dreipunktaufnahme gehalten. Der Drehpunkt liegt zur optischen Achse außermittig. Die Winkellage des Kollimators ist in zwei senkrecht zueinander stehenden Achsen mittels zweier Feingewindeschrauben einstellbar. Das Einsetzen einer Doppelblende im Strahlengang ermöglicht eine Justierung der optimalen Strahlrichtung. Die Spiegel im Strahlengang befinden sich in baugleichen Aufnahmen, die ebenfalls über eine Winkeljustierung verfügen. Die Winkelauflösung beträgt $0,75^\circ$ für eine volle Umdrehung der Justierschraube. Für eine Winkeländerung von 10° an einer der beiden Justierschrauben ergibt sich so eine Winkelneigung von $1,25'$ am Spiegel. Mit einem Steckschlüssel an der Feingewindeschraube lassen sich noch deutlich kleinere Winkeländerungen einstellen. Die achromatischen Verzögerungsplatten sind um ihre optische Achse drehbar gelagert, um die schnelle Achse zur Polarisationsrichtung ausrichten zu können. Auch die eingangs- und ausgangsseitig verwendeten breitbandig polarisierenden Strahlteilerwürfel besitzen eine um die optische Achse drehbare Lagerung. Der als Linearpolarisator eingesetzte Teilwürfel am Interferometereingang lässt sich über einen weiten Winkelbereich drehen, um die Intensitätsanteile zwischen Referenzarm und Messarm anzugleichen. Der maximale Kontrastwert in der Interferenzsignatur wird durch die Angleichung der Teilstrahlintensitäten in den Interferometerarmen erreicht. Der Strahlteilerwürfel am Interferometerausgang wird vor der Digitalkamera ebenfalls um 45° um die optische Achse geneigt, damit die beiden senkrecht zueinander polarisierten Teilstrahlen (Mess- und Referenzstrahl) zu gleichen Teilen gedreht werden. Auch dieser Teilerwürfel lässt sich durch Drehung in seiner Winkellage nachjustieren.

Für die Durchführung der einzelnen Justierschritte kommen Einzelblenden und Doppelblenden bzw. zwei Einzelblenden mit großem Abstand zum Einsatz. Die Blenden besitzen einen Innendurchmesser von 2,5 mm, was dem halben Strahldurchmesser entspricht. Ziel der Strahljustierung ist es, Mess- und Referenzstrahl im Interferometer zunächst möglichst kollinear übereinanderzulegen, damit sich ein deutliches Interferenzbild ergibt. Anhand dieses Interferenzbildes erfolgt später die Feinjustage der Streifenbreite. Mit der Doppelblende wird der eingekoppelte Strahl im Winkel und im Versatz zur mechanischen Achse ausgerichtet. Hierzu muss der Strahl die erste Blende und auch die zweite Blende mittig durchlaufen. Mit der Einzelblende erfolgt die Vorausrichtung der Spiegel. Während der Strahl durch die Blende läuft, trifft dessen Spiegelrückreflex auf die Blendenrückseite. Die Ausrichtung der Winkellage des Spiegels muss nun so angepasst werden, dass der Strahl ebenfalls mittig durch die Blende zurückläuft. Bevor die $\frac{\lambda}{4}$ -Platten eingebaut werden, erfolgt die Winkelausrichtung des eingangsseitig platzierten Teilerwürfels so, dass die Intensität

im Referenzstrahl sich der Intensität im Messstrahl angleicht. Dabei ist kein Leistungsmessgerät erforderlich, da eine flächige Auswertung des Digitalkamera-Grauwertes ausreicht. Dazu werden abwechselnd die Strahlengänge im Referenz- und Messarm abgedeckt, sodass immer nur einer der Teilstrahlen den Kamerachip belichtet. Nach dem Einbau der $\frac{\lambda}{4}$ -Platten müssen diese in ihrer Winkellage ausgerichtet werden. Die Aufnahmen lassen eine Drehung um die optische Achse zu. Eine korrekte Ausrichtung der schnellen optischen Achse ergibt sich bei 45° . Als Indikator für das Optimum gilt auch hier das Intensitätsmaximum auf der CMOS-Matrix für jeweils einen der beiden Teilstrahlen im Interferometer. Um im Tandeminterferometer die mittig zwischen beiden Interferometersegmenten verbaute $\frac{\lambda}{2}$ -Platte zu justieren, müssen alle vier Spiegel abgedeckt werden. Somit liegt im zweiten Interferometersegment nur der Referenzstrahl vor, der den Teilerwürfel im ersten Interferometersegment direkt durchlaufen hat (Abbildung 3.14, S. 57). Nun muss die $\frac{\lambda}{2}$ -Platte so gedreht werden, dass sich ein Intensitätsminimum auf der CMOS-Matrix in Folge der abgedeckten Spiegelflächen einstellt. Im idealen Fall wird das gesamte Licht des Referenzstrahls dann im Teilerwürfel des zweiten Segments abgelenkt und trifft bei abgedeckten Spiegeln nicht mehr auf die CMOS-Matrix. Zum Schluss gilt es noch, den Teilwürfel am Interferometerausgang optimal auszurichten. Dieser dient, wie zuvor beschrieben, als Analysator und mischt die senkrecht zueinander polarisierten Teilstrahlen. Für dessen Justierung muss zunächst die Interferenzsignatur gefunden werden. Danach wird der Teilerwürfel gedreht, bis sich in der Signatur ein Maximum des Interferenzkontrasts einstellt.

Zum Schluss erfolgt die Justierung der gewünschten Streifenbreite der Interferenzstreifen. Die Breite berechnet sich nach Gleichung 3.8. Eine Streifenbreite von $a = 0,5 \text{ mm}$ setzt einen Spiegelneigungswinkel von $\alpha \approx 2,8'$ voraus.

$$a = \frac{\lambda}{2 \cdot \tan \alpha} \quad (3.8)$$

Zu beachten ist, dass bei breitbandigen Lichtquellen leicht unterschiedliche Streifenbreiten je nach Wellenlänge entstehen. Diese chromatische Aberration kann zu einer zusätzlichen Kontrastabnahme bei höheren Interferenzordnungen führen. Es sind bei der Verwendung breitbandiger Lichtquellen daher auch Formabweichungen und überlagernde Kontrastgradienten an realen Interferenzsignaturen zu beobachten, da die Wellenfronten über ihre Wellenlängenanteile unterschiedlich stark gekrümmt sind. Dies beeinflusst wiederum die räumliche Kohärenz.

Nach Justage der gewünschten Streifenbreite, ist es erforderlich, die Digitalkamera um die optische Achse zu drehen, damit die Interferenzstreifen orthogonal zu den Zeilen der CMOS-Matrix verlaufen. Diese Maßnahme vereinfacht später die Digitalisierung der Interferenzsignatur und deren messtechnische Auswertung, da es nicht erforderlich ist, zusätzlich die Streifenneigung zu erfassen. Alternativ lässt sich die Drehung der Streifen auch durch die Winkeljustierung des Interferometers über die zwei Achsen des Referenzspiegels einstellen. Dieser Vorgang ist allerdings deutlich aufwendiger, da der jeweils zur optischen Achse außermittig gelegene Drehpunkt auch eine Änderung der Totstrecke bewirkt und eine gleichzeitige Nachführung des beweglichen Spiegels erfordert.

3.5 Realisierung der interferenzoptischen Antastung eines Leerringdurchmessers

Um eine optische Durchmesser­messung an Leerringen zu realisieren, muss das zuvor beschriebene Tandeminterferometer so modifiziert werden, dass im ersten Teilinterferometer die Innenfläche des geläpften Leerrings angetastet werden können. Der Leerring stellt mit seinem Durchmesser d eine Kavität dar, bestehend aus zwei zylindrischen Spiegelflächen, deren Abstand d einen optischen Gangunterschied zwischen Mess- und Referenzstrahl von $2d$ erzeugen. Dieser Gangunterschied muss im zweiten Teilinterferometer kompensiert werden. Um eine absolute Durchmesser­messung am Leerring zu realisieren, gilt es zu untersuchen, ob und wie sich Interferenzsignaturen erzeugen lassen. Es wurde bereits in Kapitel 2 gezeigt, wie eine interferenzoptische Antastung der Leerringinnenflächen gelingen kann. Die Herausforderung liegt in der Krümmung der Spiegelflächen (Leerringinnenfläche) im ersten Teilinterferometer. Diese muss so kompensiert werden, dass es nicht zu einer partiellen Aufweitung des Messstrahls an der zylindrischen Innenfläche des Leerrings kommt. Auch hierzu werden wieder Zylinderlinsen eingesetzt, um das kollimierte Lichtbündel entsprechend zu formen und die Wellenfronten des Messstrahls an die zylindrische Messobjektoberfläche anzupassen. Die Linsen müssen sich allerdings vor und nach dem ersten Interferometersegment gegenüber stehen, sodass sie sowohl vom Mess- als auch vom Referenzstrahl durchlaufen werden. Nur so bleibt die optische Symmetrie zwischen Mess- und Referenzstrahl gewahrt (Dispersionsausgleich). Die Brennnlinie muss folglich mittig im Glaskörper des Strahlteilerwürfels liegen. Dadurch wird erreicht, dass der reflektierte Messstrahl von der Leerringmittelachse mit einer zylindrischen Wellenfront divergiert. Die Wellenfrontnormale steht dann nahezu senkrecht zur Leerringinnenfläche. Um die Schnittweitenänderung in den durchlaufenen Glaskörpern auf ein Minimum zu reduzieren, sollen Zylinderlinsen mit einer möglichst großen Brennweite eingesetzt werden.

Durch eine entsprechende Anordnung der optischen Komponenten lässt sich eine Durchmesser­messung an Leerringen mit zwei verschiedenen Prinzipien realisieren. Die erste Variante sieht eine Relativmessung zu einem kalibrierten Ringnormal vor. In der zweiten Variante wird eine gekoppelte Weißlichtinterferenz mit Haupt- und Nebensignatur erzeugt, über deren auswertbaren Abstand der zu messende Leerringdurchmesser berechnet werden kann. In Vorversuchen muss sich zeigen, ob die in den nachfolgenden Abschnitten beschriebenen optischen Aufbauten des polarisationsoptischen Tandem-WLI mit Leerring den für eine sichere Signaturauswertung benötigten Interferenzkontrast ermöglichen.

3.5.1 Interferenzoptische Unterschiedsmessung am Leerringdurchmesser

Der Grundaufbau der optischen Leerringdurchmesser­messung basiert auf dem in Unterabschnitt 3.4 beschriebenen Tandeminterferometer. Abbildung 3.16 zeigt das neu entwickelte optische Prinzip des Versuchsaufbaus (vgl. [75]). Um die Schnittweitenänderung im ersten Interferometersegment des Aufbaus möglichst gering zu halten, werden die zentralen Teilerwürfel in einer

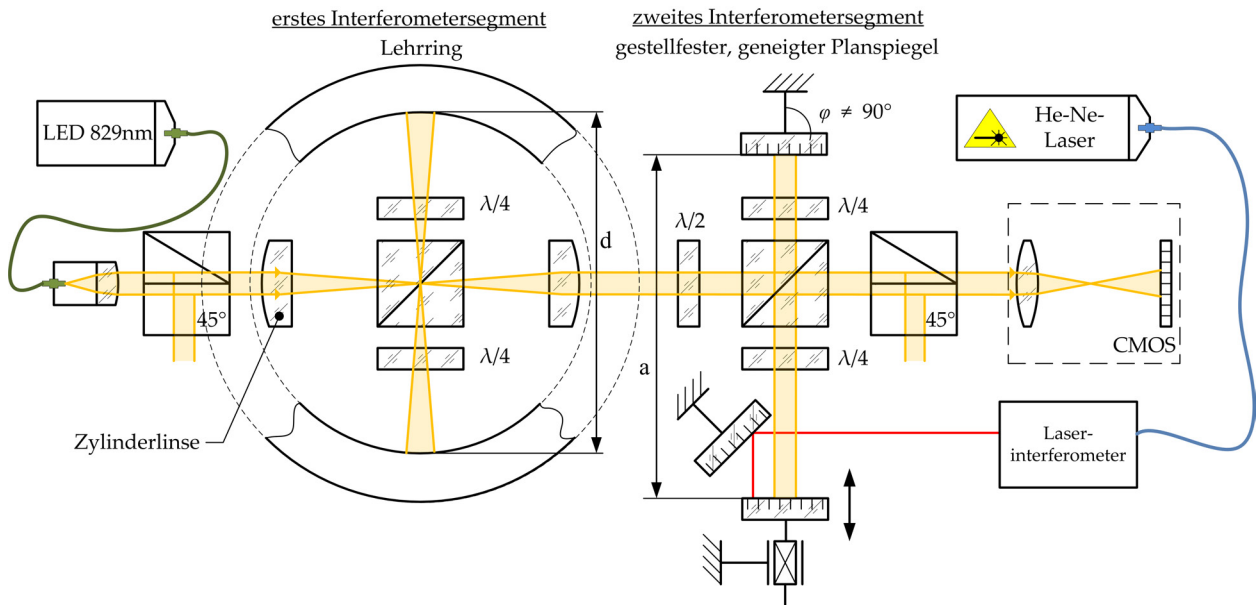


Abbildung 3.16: Optische Durchmesserbestimmung am Lehring: adaptiertes Tandem-Weißlichtinterferometer

Ausführung mit lediglich 5 mm-Kantenlänge verwendet. Dies führt zur in Abbildung 3.17b sichtbaren rechteckigen Abschattung des Strahlprofils. Außerdem werden Zylinderlinsen mit einer relativ langen Brennweite von $f_{\text{eff}} = 75 \text{ mm}$ eingesetzt. Die Linsen stehen sich vor und nach dem zentralen Teilerwürfel des ersten Interferometersegments gegenüber. Die Brennlinie liegt, wie bereits beschrieben, mittig im Teilerwürfel. Dadurch werden die Wellenfronten des Messstrahls an die Lehringoberfläche angepasst. Neben der optischen Symmetrie von Mess- und Referenzstrahl ist ein weiterer Vorteil dieser Anordnung, dass für unterschiedliche Lehringdurchmesser die Linsen in ihrer Position verbleiben dürfen. Die Optik muss daher nicht adaptieren können. Durch die um 90° gedrehte Anordnung zwischen dem ersten Interferometersegment und dem zweiten Interferometersegment im Versuchsaufbau (Abbildung 3.17a) kann auf die zusätzliche $\frac{\lambda}{2}$ -Verzögerungsplatte verzichtet werden. Über die Drehung des eingangsseitig vorhandenen polarisierenden Strahlteilerwürfels lässt sich zudem einstellen, wie viel Lichtintensität in den Messarm des ersten Teilinterferometers reflektiert und wie viel Lichtintensität im ersten Teilinterferometer direkt transmittieren darf (Anteil Referenzstrahl). Dadurch wird der verringerte Reflexionsgrad der Lehringoberfläche im ersten Interferometersegment (Antastung des Messstrahls) gegenüber des Reflexionsgrads der Spiegel im zweiten Interferometersegment (Antastung des Referenzstrahls) kompensiert, um den maximalen Interferenzkontrast erzeugen zu können.

Mit dieser Anordnung wurden im Experiment kontrastreiche Weißlichtsignaturen am direktangestasteten Lehring erzeugt (Abbildung 3.17b). Die Signaturen weisen Streifen mit einer Krümmung auf, die sich durch Zylinderformabweichungen der Lehringoberfläche erklären lassen. Im Versuchsaufbau fällt auf, dass der Interferenzkontrast über einige wenige Interferenzordnungen hinweg sehr stark variiert und immer von der Kamerabildmitte zu den Kamerabiländern hin abnimmt. Diese Verzerrung ergibt sich aus der Abschwächung der räumlichen Kohärenz durch Schnittweitenänderungen des Messstrahls, welcher im ersten Interferometersegment im

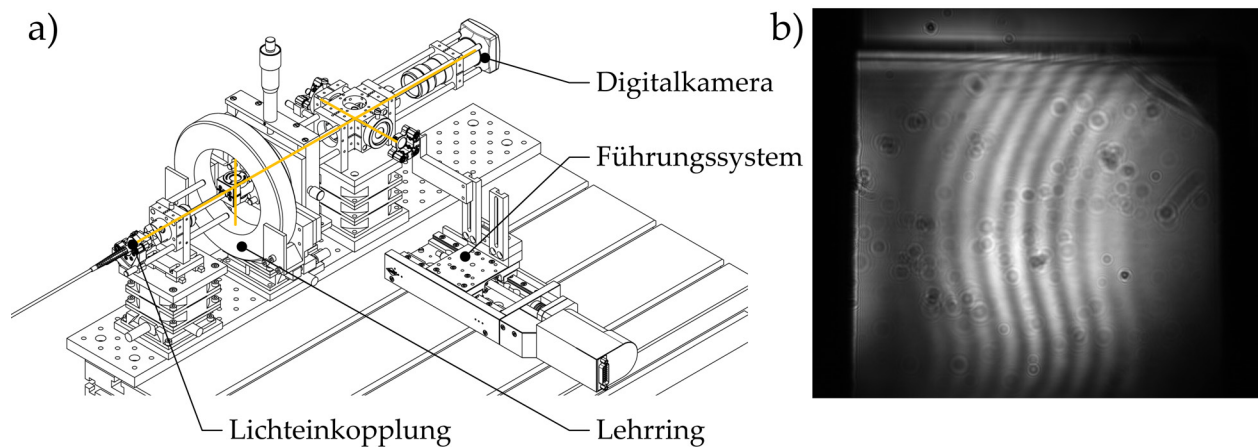


Abbildung 3.17: Realisierung der optischen Durchmesserbestimmung am Leerring: a) Versuchsaufbau, b) erzeugte Weißlichtsignatur am Leerring

Teilerwürfel in Richtung der Leerringoberfläche abgelenkt wird. Entlang der optischen Achse, näherungsweise im paraxialen Gebiet, ist die Schnittweitenänderung vernachlässigbar und nimmt dann jedoch mit zunehmendem Divergenzwinkel zu. Dadurch ergibt sich immer im Zentrum der Digitalaufnahme der Interferenzsignatur ein maximaler Kontrast, welcher zu beiden Bildrändern (links-rechts) hin stark abnimmt. Die zweite Raumrichtung (oben-unten) in der Aufnahme ist von diesem Effekt nicht betroffen, da diese von den Zylinderlinsen nicht beeinflusst wird.

Der dargestellte Aufbau ermöglicht es, nach einer Kalibrierung des Abstandes a über einen bekannten Leerringdurchmesser d eine Differenzmessung durchzuführen. Dazu wird der Kalibrier-Leerring gegen das eigentliche Messobjekt ausgetauscht und beginnend bei der kalibrierten Länge a nach der neuen Weißlichtsignatur gescannt. Der bewegliche Spiegel wird hierfür im zweiten Interferometersegment verschoben, bis wieder eine Weißlichtsignatur auf der CMOS-Matrix entsteht. Als Wegmesssystem kommt, wie vorgesehen, ein Planspiegel-Laserinterferometer zum Einsatz. Es erfasst die Positionen des Spiegels, bei denen für den jeweiligen Ring eine Weißlichtsignatur auf der CMOS-Matrix entsteht. Die erzeugte Differenzlänge ergibt zusammen mit dem bekannten Durchmesser des Kalibrier-Leerrings den gesuchten Durchmesser des Messobjekts. Diese Anordnung erlaubt bei Drehung des Leerrings eine optische Durchmesserbestimmung auch entlang der kompletten Oberfläche, was somit einer ganzheitlichen Erfassung des Leerringdurchmessers entspricht. Jedoch ist diese Messung lediglich eine Unterschiedsmessung zu einem bekannten Normal.

3.5.2 Absolute interferenzoptische Durchmesserbestimmung

Das eigentliche Ziel stellt aber die absolute optische Durchmesserbestimmung an einem Leerring dar. Der Lösungsansatz besteht hier im Einsatz gekoppelter Weißlichtinterferenzen, die sich durch eine Mischung der Polarisationsrichtungen und damit der Wellenfronten von Referenz- und Messstrahl vor dem zweiten Referenzinterferometer realisieren lassen. Zur Erzeugung der gekoppelten Weißlichtinterferenzen am Leerring muss also das zuvor beschriebene Tandeminterferometer im

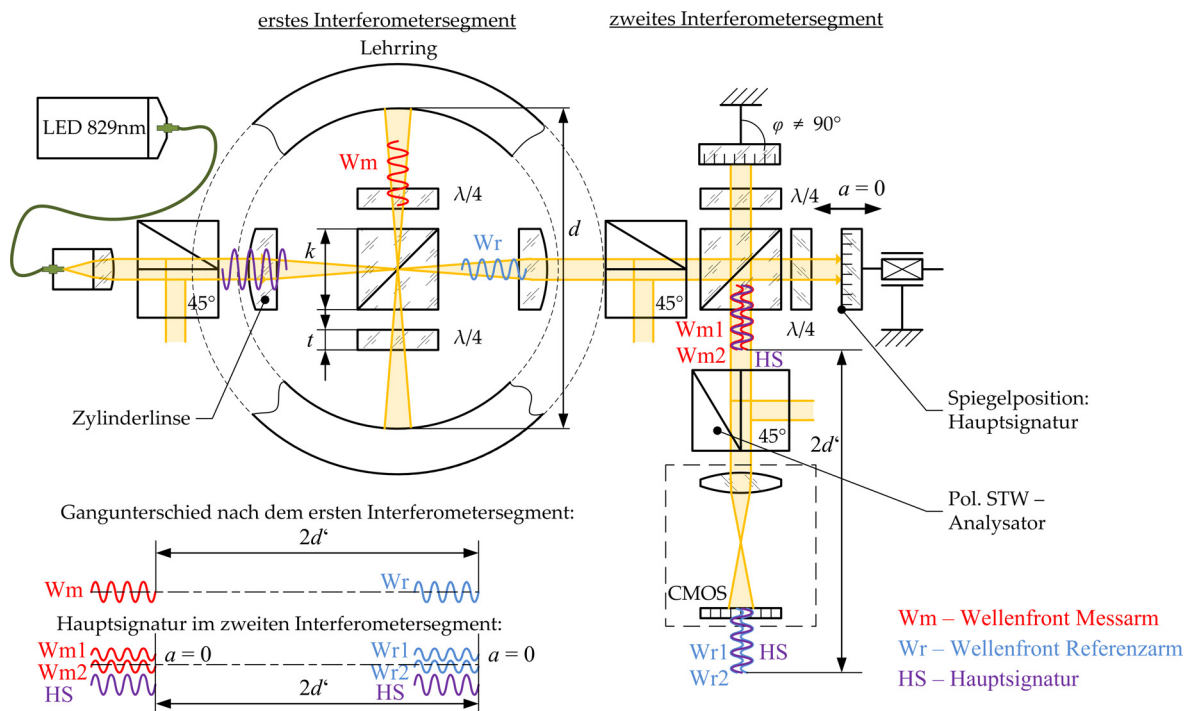


Abbildung 3.18: Absolute optische Durchmesserbestimmung am Lehring mittels gekoppelter Weißlichtinterferenzen, Teil A, $a = 0$: Erzeugung der Hauptsignatur, voller Kontrast

zweiten Interferometersegment entsprechend Abbildung 3.18 abgeändert werden. Der bewegliche Referenzspiegel tauscht in der Anordnung den Platz mit der Digitalkamera. Auf diese Weise ergibt sich im zweiten Interferometersegment eine 90°-Anordnung beider Spiegel. Zunächst wird im ersten Interferometersegment der optische Gangunterschied $2d'$ zwischen der vorausseilenden Referenzwellenfront (W_r) und der nachfolgenden Messwellenfront (W_m) erzeugt. Beide Wellenfronten sind linear polarisiert und stehen senkrecht in ihrer Polarisationsrichtung aufeinander und interferieren daher noch nicht. Dem gegenüber Unterabschnitt 3.5.1 veränderten zweiten Interferometersegment wird nun ein um 45° gedrehter polarisierender Teilerwürfel vorgeschaltet. Dadurch mischen sich die Referenzwellenfront und Messwellenfront zu je gleichen Intensitätsanteilen. Bei der Reflexion und Transmission im zentralen STW des zweiten Interferometersegments werden nun Teilstrahlen mit den Wellenfronten aus Referenz- und Messstrahl erzeugt. Beide Teilstrahlen im zweiten Interferometersegment besitzen daher die Phaseninformation zur Messwellenfront und zur Referenzwellenfront mit dem optische Gangunterschied $2d'$.

Befinden sich nun beide Spiegel im zweiten Segment im gleichen Abstand zum zentralen Strahlteilerwürfel ($a = 0$, Abbildung 3.18, so überlagern sich beide Teilstrahlen in Kombination der Referenzwellenfronten (W_{r1} , W_{r2}) und der Messwellenfronten (W_{m1} , W_{m2}) nach dem Durchlaufen des nachgeschalteten Analysators zu einer Hauptsignatur (HS). Der Analysator besteht ebenfalls aus einem breitbandig polarisierenden Strahlteilerwürfel, welcher um 45° gedreht ist. Wird nun der bewegliche Referenzspiegel um die Strecke $a = d$ verschoben (Abbildung 3.19), so wird eine Nebensignatur mit halbiertem Interferenzkontrast erzeugt. Es überlagern sich in diesem Fall die Wellenfrontanteile des Referenzstrahls aus dem Segmentarm mit beweglichem Spiegel

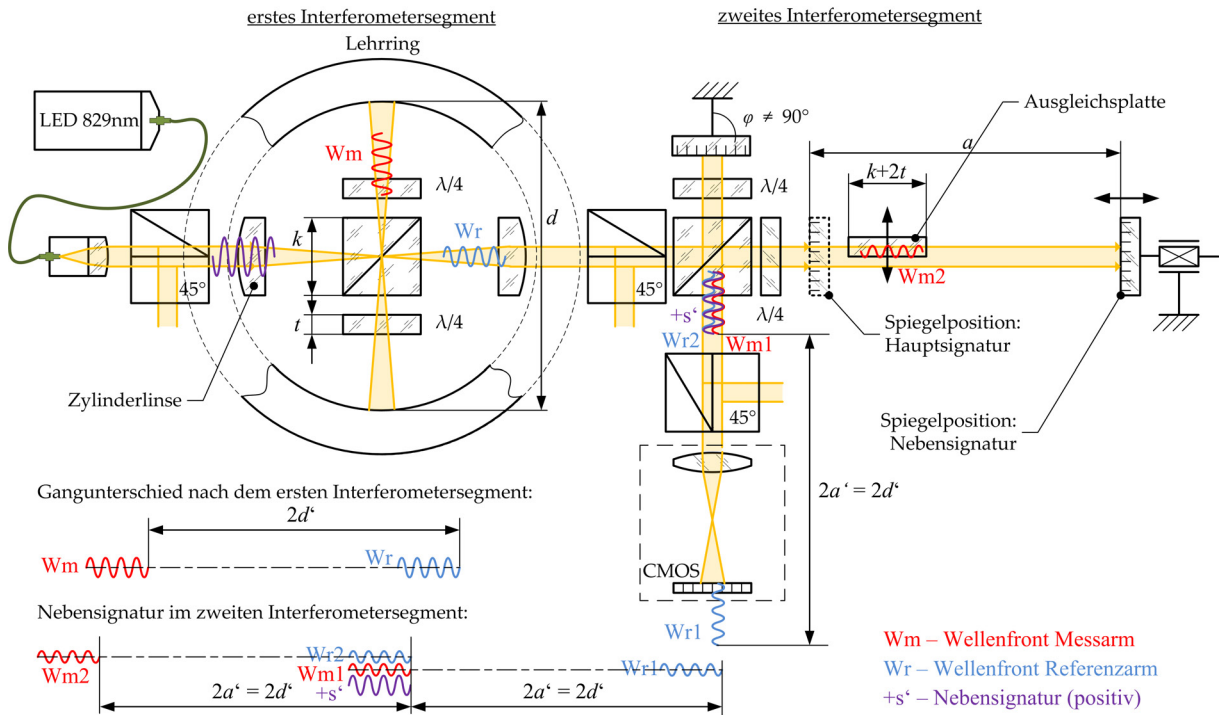


Abbildung 3.19: Absolute optische Durchmesserbestimmung am Lehrring mittels gekoppelter Weißlichtinterferenzen, Teil B, $a = d$, $2a' = 2d'$: Erzeugung der Nebensignatur (halber Kontrast) in positiver Richtung

(Wr2) mit den Wellenfrontanteilen des Messstrahls aus dem Segmentarm mit gestellfestem Spiegel (Wm2) zur positiven Nebensignatur $+s'$. Diese ist eine von zwei möglichen Nebensignaturen. Verringert sich bei geeigneter baulicher Anordnung der Spiegelabstand um a , ergibt sich die zweite Nebensignatur $-s'$ durch die Überlagerung der Referenzwellenfront Wr1 und der Messwellenfront Wm2. Anzumerken ist, dass der optische Gangunterschied $2d'$ nicht der geometrischen Strecke $2d$ (doppelter Lehrringdurchmesser) entspricht, denn die Messwellenfront (Wm) legt gegenüber der Referenzwellenfront (Wr) eine größere Strecke innerhalb des Glasmaterials zurück. Die zusätzliche Wegstrecke in Glas beträgt zweimal der Kantenlänge des zentralen Teilerwürfels k im ersten Interferometersegment addiert mit der vierfachen Glasdicke einer $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatte (t). Diese Wegstrecke muss später durch eine Ausgleichsplatte halber Dicke ($k + 2t$) im variablen Interferometerarm des zweiten Segments bei der Erzeugung der Nebensignatur ($+s'$) kompensiert werden. Nach der Kompensation entspricht der gemessene Abstand a zwischen Haupt- und Nebensignatur dem absoluten Lehrringdurchmesser.

3.6 Verarbeitung der Weißlichtsignaturen

Bevor die im Interferometer erzeugte Weißlichtinterferenz für die Messung verarbeitet werden kann, muss diese optisch erfasst und anschließend digitalisiert werden. Der eingesetzte monochromatische CMOS-Chip verfügt über eine angebundene Hardware, die eine digitale Übertragung des Videosignals mittels einer USB-2.0-Schnittstelle ermöglicht. Darüber hinaus wird die Auswahl einer

ROI (Bildausschnitt) unterstützt. Durch Verkleinerung des Bildausschnittes auf dem CMOS-Chip erhöht sich die Anzahl der über die Schnittstelle übertragbaren Bilder pro Sekunde. Die Erfassung der Einzelbilder erfolgt direkt in einem LabView-Programm. Für die eigentliche Auswertung der Weißlichtsignaturen wurden mehrere Ansätze geprüft, in der Software umgesetzt und hinsichtlich ihrer Dynamik und Stabilität für verschiedene messtechnische Anwendungen untersucht. Beim realisierten Versuchsaufbau, welcher die Spiegelbewegung durch eine Linearführung mit Spindelantrieb realisiert, sind klassische Auswerteverfahren (z.B. phasenschiebende Verfahren [76]) nicht einsetzbar, da die Positionierung des beweglichen Referenzspiegels oder des Messobjekts in zu großen Abständen erfolgt. Aus diesem Grund wurden alternative Verfahren entwickelt und entsprechende Algorithmen rechnerisch umgesetzt.

3.6.1 Signaturerfassung mittels CMOS-Kamera

Das Gehäuse der eingesetzten Kamera besitzt einen C-Mount-kompatiblen Gewindeeinsatz. Zwischen Objektiv und Kamera befindet sich im Weißlichtinterferometer ein Tubus, um den Strahldurchmesser so aufzuweiten, dass der CMOS-Chip besser ausgeleuchtet wird. Dieser besitzt eine Fläche von $6,656\text{ mm} \times 5,325\text{ mm}$ mit einer Auflösung von 1280×1024 Pixeln. Die Pixelbreite und -höhe beträgt somit $5,2\text{ }\mu\text{m}$. Der Analog-Digital-Wandler arbeitet mit einer Auflösung von 8 Bit ([77], eingesehen am 19.01.2017). Der Grauwertbereich bei der Erfassung von Weißlichtsignaturen besitzt daher einen Wertebereich von 0 bis 255. Die Konfiguration und das Auslesen der CMOS-Kamera erfolgt über ein in LabVIEW realisiertes Messprogramm. Vor Beginn einer Messung wird über die Benutzeroberfläche die Belichtungszeit, die Sensorempfindlichkeit, die Größe der ROI und die Position der ROI eingestellt, was zu einer Anpassung der Bildwiederholrate und der Programmschleifendurchlaufzeit führt. Beide Werte werden durch die maximal mögliche Datenrate des Kamerainterfaces begrenzt. Neben der Initialisierung der Kamera erfolgt auch ein Aufbau der Datenverbindung zur RE-10-Karte der Laserinterferometersteuerung. Das Programm ist somit in der Lage, jeder aufgenommenen Weißlichtsignatur einen Längenwert des Laserinterferometers zuzuordnen und gemeinsam in einer Datei abzuspeichern. Der maximale Zeitversatz zwischen einer digitalisierten Weißlichtsignatur und dem dazu erfassten Laserinterferometerwert beträgt bei einer Bildwiederholrate von 60 Hz allerdings bis zu 16,7 ms. Aus diesem Grund werden alle auszuwertenden Signaturen in einem statischen Zustand erfasst. Das bedeutet, dass sich der Messspiegel oder die Messobjektoberfläche bei Messvorgängen nicht in Relativbewegung zum Weißlicht- und Laserinterferometer befinden. Die Schritte „Positionieren“ und „Messen“ erfolgen mit den realisierten Programmabläufen immer aufeinanderfolgend und niemals gleichzeitig (vgl. Abschnitt 4.5 und Anhang C.3). Der automatisierte Suchvorgang zum Auffinden der Weißlichtsignatur nutzt jedoch das Livebild der Kamera. Hierbei begrenzt die Bildwiederholrate der Kamera die Scangeschwindigkeit des Messspiegels während der automatisierten Signatursuche.

Bei der Ausleuchtung des Sensors zeigt sich prinzipiell eine Gaußverteilung der Intensität, allerdings ist dieser Lichtverteilung in Abhängigkeit von der gewählten Lichtquelle eine ringförmige Erhöhung der Intensität überlagert. Die inhomogene Lichtverteilung auf dem CMOS-Chip stellt eine besondere Herausforderung bei der späteren Signatúrauswertung dar, da diese zusätzliche

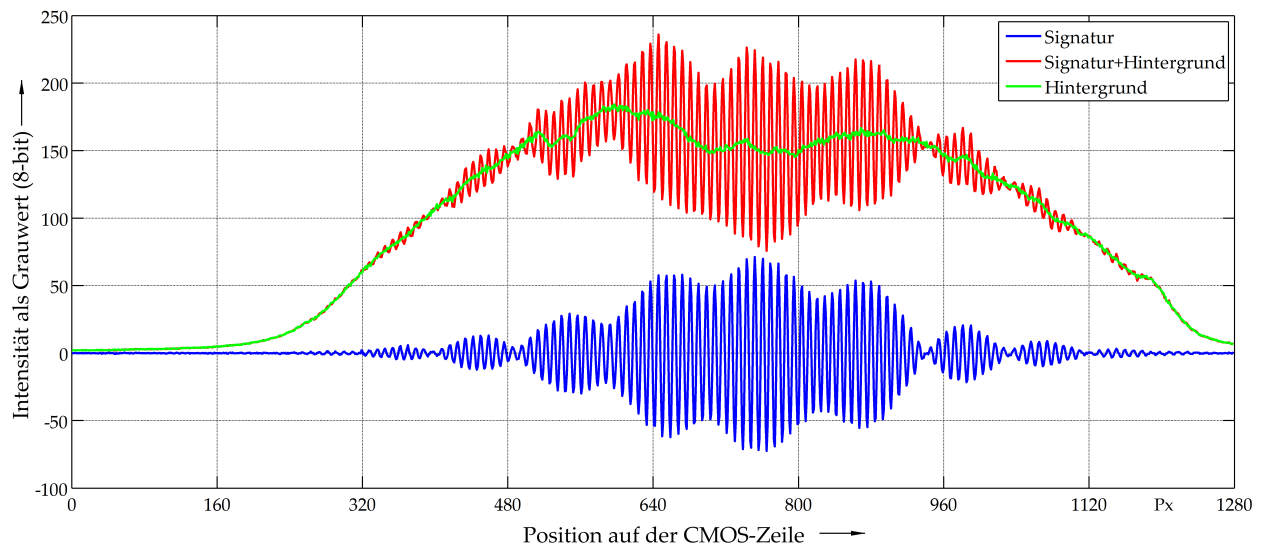


Abbildung 3.20: Signalvorverarbeitung am Beispiel der Signatur des polarisationsoptischen Tandem-Weißlichtinterferometers

Intensitätsgradienten im interferometrischen Kontrast der Weißlichtsignatur erzeugen. Für eine gezielte Auswertung der Weißlichtsignatur erfolgt zunächst eine Vorverarbeitung mit dem Ziel, die in der realen Weißlichtsignatur enthaltenen und ortsabhängigen Deformationen zu reduzieren (Abbildung 3.20, rote Kurve). Die hierbei gewählte Vorgehensweise ist die Subtraktion der Grundausschleuchtung der CMOS-Matrix ohne vorhandene Signatur. Dieser „Hintergrund“ wird also an einer beliebigen Messspiegelposition außerhalb des Kohärenzlängenbereichs erfasst und als Mittelwert aus zehn Einzelbildern in einer Datei abgespeichert. Das Abspeichern dient der Möglichkeit, den Hintergrundoffset dauerhaft auch nach einem Systemneustart verwenden zu können. Von jedem erfassten Kameraeinzelbild wird der gespeicherte Hintergrund (Abbildung 3.20, grüne Kurve) abgezogen. Ohne Interferenzsignatur stellt sich eine gleichmäßig schwarze Bildfläche ein. Lediglich das Rauschen der Kameraergrauwerte führt zu hochfrequenten Abweichungen im Bild. Bei vorhandener Interferenzsignatur verbleibt die gefilterte Kurvenform (Abbildung 3.20, blaue Kurve), die der Signalnachverarbeitung zugeführt wird. Der Rechenaufwand dieser Datenvorverarbeitung ist sehr gering und ermöglicht eine niedrige Programmschleifendurchlaufzeit. Dadurch wird die Abtastrate am CMOS-Sensor vollständig genutzt. Bei begrenzter ROI werden Bilder mit einer Abtastrate von bis zu $f = 80$ Hz der Signaturnachverarbeitung zugeführt. Da die Ausleuchtung der CMOS-Matrix abhängig von den Eigenschaften der Lichtquelle (Intensität, Strahldivergenzwinkel, Spektrum) und den Spiegeljustierungen (Neigungswinkel, Spiegelabstand) im Interferometer ist, dürfen sich diese Parameter während der Messung nicht verändern.

3.6.2 Algorithmus zur Nullpunktdetektion

Nach der erfolgten Digitalisierung und der zeilenweisen Vorverarbeitung der Interferenzsignatur muss diese hinsichtlich ihrer Lage auf dem Sensor ausgewertet werden. Die mit dem Messaufbau realisierbare Auswertung der Signaturposition und der Signalphase unterscheidet sich in der

Art und Weise deutlich von den klassischen Auswerteverfahren bei Weißlichtinterferometern mit kleinem Messbereich (faseroptischer Taster, Mirau-Interferometer). Eine relevante Vorgehensweise für hohe Präzision in der Längenmessung mittels Weißlichtinterferenzen ist die Erfassung einer festgelegten Phasenlage innerhalb der nullten Interferenzordnung für jeden Pixel im Bildfeld (vgl. [78], S.1462). Die festgelegte Phasenlage sollte möglichst in einem Wendepunkt und nicht in einem Umkehrpunkt (Minimum, Maximum) liegen, da hier der Anstieg maximal ist, was wiederum eine möglichst hohe Ortsauflösung zulässt. Bestimmt man nun für jeden Pixel die exakte Position der gesuchten Phasenlage, erhält man auf diese Weise ein Höhenprofil des ausgewählten Bildausschnitts. Dies funktioniert jedoch nur, wenn drei Bedingungen eingehalten werden. Erstens muss der Referenzspiegel so exakt positioniert werden, dass die äquidistanten Schritte bestenfalls einem Achtel der eingesetzten mittleren Wellenlänge betragen. Beträgt diese Wellenlänge beispielsweise $\lambda_m = 829,2 \text{ nm}$, so ergibt sich daraus eine notwendige Schrittweite von $\Delta x = 103,65 \text{ nm}$, damit die Signatur definitiv oberhalb des Nyquist-Kriteriums abgetastet wird. In Veröffentlichungen findet man als Angabe auch drei bis fünf Abtastpunkte pro Interferenzstreifen als ausreichend [78]. Um nun, zweitens, den Spiegel wie gefordert zu positionieren, muss ein Antrieb mit entsprechend kleinen äquidistanten Positionierschrittweiten eingesetzt werden. Ein Piezoantrieb erfüllt diese Vorgabe. Dieser hat aber einen für die vorgesehene Messanwendung viel zu kleinen Verstellbereich (Sub-Millimeter). Die für diese Anwendung eingesetzte Linearführung mit Spindelantrieb erreicht aber lediglich eine Positionsauflösung von ca. $\Delta x = 1 \mu\text{m} \pm 0,5 \mu\text{m}$. Drittens gilt die Annahme, dass sich benachbarte Bildpunkte nicht gegenseitig beeinflussen. Dieser Umstand ist jedoch von den Strukturgrößen der Probe abhängig. Beugungserscheinungen an Kanten verursachen lokale positive oder negative Verstärkungen der Intensität, die in falsch interpretierten Phasenwinkeln oder gar Phasensprüngen resultieren. In der Folge wird möglicherweise die falsche Interferenzordnung erfasst und die Auswertung der Phasenlage findet in dieser falschen, von der nullten Interferenzordnung abweichenden Periode der Signatur statt.

Der beim Einsatz einer Linearführung mit Spindelantrieb anwendbare Algorithmus beruht auf der Auswertung des Interferenzbildes als Ganzes über jede Zeile der CMOS-Matrix (statisch). Der Vorteil ist, dass nur eine Aufnahme der Interferenzsignatur benötigt wird, um eine gültige Position zu finden. Ein Phasenschieben ist nicht erforderlich. Als Nachteil der lediglich zeilenweise ausgewerteten Signatur entfallen alle Informationen in der zweiten Dimension. Das Ergebnis ist eine Linie anstelle einer Fläche. Wertet man die Signatur nur in einer einzelnen CMOS-Zeile aus, ergibt sich die Positionsangabe für nur einen Punkt. Dieser ist auf die Zeilenmitte bezogen. Alle weiteren Zeilen werden relativ zu diesem Punkt verrechnet. Man erhält ein Höhenprofil orthogonal zu den ausgewerteten Zeilen. Als zusätzliche Vorkenntnis fließt die Ausrichtung des Spiegelneigungswinkels (optischer Keil) in die Auswertung ein, um die Richtung des Lateralversatzes der Weißlichtsignatur (links-rechts) korrekt mit einer Oberflächenerhöhung oder -vertiefung zu verknüpfen. Dass die Signatur überhaupt zeilenweise auswertbar ist, wird durch die Justierung des Weißlichtinterferometers bedingt, bei der eine Orthogonalität der Interferenzstreifen zu den Kamerazeilen gewährleistet werden muss. Die Zeilenbreite stellt das Abtastfenster dar, mit der das Interferenzsignal erfasst wird. Dieses Fenster besitzt eine Breite von 1280 Pixeln. Einflüsse der Oberflächenstruktur von Mess- und Referenzspiegel sowie Einschlüsse in Glaskörpern des Interferometers verzerren den Phasengang einer jeden Signatur. Es ergeben sich als

„Schmutzeffekt“ variierende Streifenbreiten und Intensitätsamplituden, die sich innerhalb ihrer Interferenzordnung verändern, je nachdem, auf welcher Position der CMOS-Matrix sie gerade abgebildet werden (vgl. [79], S.33). Sie sind also auf sich selbst, die Referenzfläche und die Messobjektfläche bezogen und nicht konsistent sondern verzerrt. Die Ursache dafür liegt im realen optischen System des Interferometers selbst begründet. Zusätzlich wird die Signatur durch die spezielle Form des realen Beleuchtungsspektrums (Lichtquelle und Spiegelmaterial) deformiert. Für die Auswertung der in Abbildung 3.20 dargestellten Signatur wurden am IPMS verschiedene Signalverarbeitungsverfahren hinsichtlich ihrer Eignung untersucht [79]. Unter anderem wurden drei direkte Signalanalysetechniken (Hilbert-Transformation, Wavelet-Transformation, FFT) realisiert und untersucht.

3.7 Reproduzierbarkeitsmessung der Referenzspiegelposition

Die im vorherigen Abschnitt 3.6 vorgestellte rechentechnische Verarbeitung der Weißlichtsignaturen wurde experimentell hinsichtlich der messtechnischen Stabilität getestet. Für die Untersuchungen wurde das Tandem-Weißlichtinterferometer mit achromatisch polarisierenden Bauelementen und einer Multimode-LWL-Kopplung in einer Anordnung mit vier Spiegeln verwendet. Es wird im ersten Interferometersegment daher in dieser Versuchsreihe auf die Antastung eines Lehrsings verzichtet. Die Vergleichsmessungen zur Reproduzierbarkeit der Referenzspiegelposition sollten zeigen, welcher Algorithmus sich für die orts aufgelöste Erfassung der Signatur auf der CMOS-Matrix am besten eignet.

Am Tandem-Weißlichtinterferometer wird zunächst im ersten Interferometersegment eine Kavitätslänge d aus zwei gegenüberstehenden Spiegeln ausgewählt. Diese wird im zweiten Interferometersegment mit der Strecke a wieder kompensiert, sodass eine Weißlichtinterferenzsignatur auf der CMOS-Matrix erfasst wird. Danach wird der Referenzspiegel, dessen Position x mit einem Laserinterferometer im zweiten Interferometersegment gemessen wird, aus der Nullposition heraus gefahren, sodass keine Signatur mehr auf der CMOS-Matrix der Digitalkamera entsteht. Im Anschluss durchfährt der positionierbare Spiegel wieder schrittweise den Kohärenzbereich, in dessen Mitte die Nullposition der Signatur liegt. Die Signatur wird dabei für unterschiedliche Spiegelpositionen x auf der CMOS-Matrix erfasst und ausgewertet. Für die Auswertung der Signaturposition auf der CMOS-Matrix kommen verschiedene Auswertelgorithmen zum Einsatz, die sich hinsichtlich des erforderlichen rechentechnischen Aufwands und der Streuung der Positionswerte nach mehrmaligem Durchfahren des Kohärenzbereichs unterscheiden. Zu den Auswerteverfahren zählt eine einfache Suche des Intensitätsmaximums innerhalb der erfassten Signatur (I), eine Hilberttransformation mit anschließender Erfassung des Maximums in der Einhüllenden der Signatur (II), sowie eine Kreuzkorrelation zwischen der erzeugten Signatur auf der CMOS-Matrix und einer synthetischen Signatur, die vom Algorithmus über die abzutastende Signatur geschoben wird (III) [80],[79]. Die besten Resultate lieferte hierbei der dritte Algorithmus (III). Das Maximum im Korrelogramm bildet den Fixpunkt, welcher wiederum als Nullposition des Spiegel definiert wird. Es zeigt sich in Messungen für das aufgebaute Tandem-Weißlichtinterferometer bei den Spiegelantastungen eine Reproduzierbarkeit von $\Delta x = 0,1 \mu\text{m}$

unter Verwendung der Kreuzkorrelation (III). Diese Differenz $\Delta x = 0,1 \mu\text{m}$ ([79], S.59) beschreibt nun die Breite des Bereichs (PV-Wert), in dem die Nullposition des Spiegels wiederholt erfasst wird. Dieses Maß der Reproduzierbarkeit wird für die Leistungsfähigkeit eines Algorithmus zum Vergleich herangezogen, wobei zufällige Einflüsse auf das Messsystem enthalten sind (Umwelteinflüsse, Schwingungen). Da gleiche Bedingungen für ein und denselben Versuchsaufbau und für die Versuchswiederholung gelten, bleiben Messungen mit verschiedenen Algorithmen vergleichbar. Bei der einfachen Maximumbestimmung (I), die den geringsten rechentechnischen Aufwand verursacht, ergibt sich so eine Reproduzierbarkeit der Nullposition des Spiegels von $\Delta x = 0,7 \mu\text{m}$. Die Streuung der Nullposition ist mit diesem Algorithmus deutlich zu hoch, um ihn für weitere Messungen zu nutzen. Bei Verwendung der Hilberttransformation (II), bei der die Einhüllende der abgebildeten Signatur bestimmt wird, verbessert sich die Reproduzierbarkeit auf $\Delta x = 0,3 \mu\text{m}$. Dieser Algorithmus bildet einen guten Kompromiss zwischen rechentechnischem Aufwand und Stabilität der erfassten Nullposition. Das Tandeminterferometer ist für die Versuche so einjustiert worden, dass sich ein hoher Interferenzkontrast bei gleichzeitig schmaler Streifenbreite ergibt (vgl. Abbildung 4.11).

Nach dem optischen Funktionsnachweis des Messprinzips und den Untersuchungen zu geeigneten Algorithmen für die Signaturerfassung wird deutlich, dass der nächste erfolgversprechende Schritt die Entwicklung eines kompakten Sensorsystems für interferenzoptische Durchmessermessungen ist. Ein solches System könnte das interferenzoptische Rundheitsmesssystem aus Kapitel 2 um die neue Durchmessermessung im Demonstrator erweitern. Der Demonstrator stand dem Institut jedoch nach dem Abschluss eines Forschungs- und Entwicklungsprojektes nicht länger zur Verfügung, da dieser für Vergleichsmessungen im industriellen Umfeld an einen der Forschungspartner übergeben wurde. Gleichzeitig entstand die Idee, die gesammelten Erfahrungen zur Weißlichtinterferometrie unter Verwendung der achromatischen Polarisierung auch auf andere Messanwendungen zu übertragen. Zu diesem Zweck wird nachfolgend eine Entwicklungsstrategie abgeleitet, an welcher man sich beim Entwurf eines neuen Weißlichtinterferometerkonzeptes für neue Messanwendungen orientieren kann.

3.8 Entwicklungsstrategie für Weißlichtinterferometer

Ausgehend von den Untersuchungsergebnissen zur Reproduzierbarkeit der Nullpunktposition des Spiegels und den gesammelten Erkenntnissen am polarisationsoptischen Tandem-Weißlichtinterferometer wird nun eine Entwicklungsstrategie für direktantastende Weißlichtinterferometer geschaffen. Mit dieser Empfehlung lassen sich Weißlichtinterferometer anwendungsorientiert entwickeln. Die Strategie stellt einen Leitfaden bei der Auswahl der Systemkomponenten zur Verfügung. Abbildung 3.21 fasst diesen Leitfaden zusammen und gibt einen Überblick.

Zunächst beginnt der Entwicklungsprozess mit der Auswahl einer geeigneten kurzkohärenten Lichtquelle (1). Die mittlere Wellenlänge der Diode definiert die benötigten Eigenschaften und den auszulegenden Spektralbereich der ausgewählten optischen Komponenten im Interferometer. In dieser Arbeit werden ausschließlich LED-Lichtquellen verwendet, da sie, wie bereits beschrieben, besonders gut verfügbar sind und eine hohe Langlebigkeit aufweisen. Es folgt die Auswahl

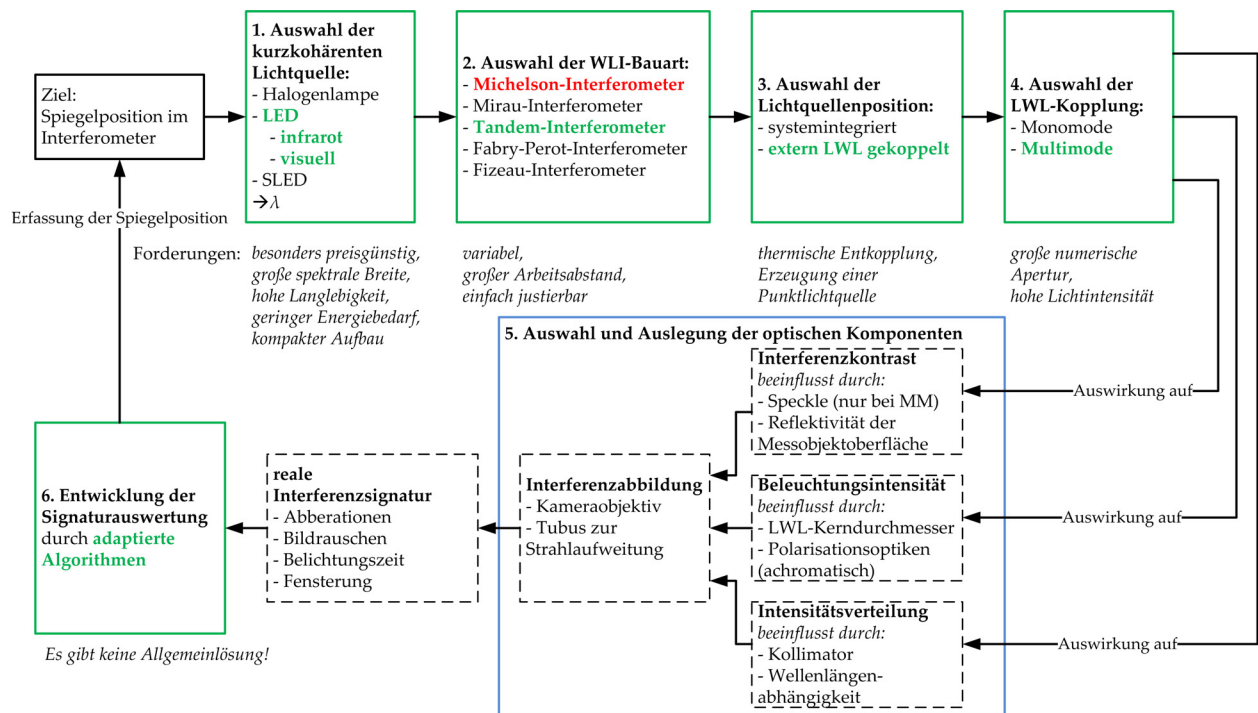


Abbildung 3.21: Entwicklungsstrategie für Weißlichtinterferometer mit technologischen Auswirkungen

eines für die Anwendung geeigneten Interferometerkonzepts (2). Im bereits umgesetzten Tandem-Weißlichtinterferometer wird aufgrund des kollimierten Freistrahls ein großer Arbeitsabstand zwischen Interferometer und Messobjekt erreicht. Steht das optische Prinzip des Interferometers, kann über die Einbindung der Lichtquelle in das Interferometer entschieden werden. Mit der Lichtquellenposition (3) entscheidet sich, ob ein kompaktes Einzelgerät ohne Peripherie oder ein Interferometer mit entkoppelter Hardware gebaut wird. Eine mittels Lichtwellenleiter (LWL) extern gekoppelte Lichtquelle erlaubt eine thermische Entkopplung vom Messsystem, erfordert aber eben auch zusätzliche Kabelverbindungen über diese LWL. Die daraus folgende Entscheidung (4), ob ein Monomode-LWL oder ein Multimode-LWL einzusetzen ist, bestimmt über die verfügbare Ausgangsleistung der Lichtquelle. LEDs erfordern in der Regel den Einsatz einer Multimode-LWL, um genügend Lichtleistung in das Interferometer einkoppeln zu können. Danach kann mit der Auswahl der Systemkomponenten begonnen werden (5). Da die Lichtquelle und deren Spektrum bereits festgelegt wurde, gilt es hier, die optischen Bauteile an den Wellenlängenbereich anzupassen. Zu den zu betrachtenden Komponenten zählen die Lichtwellenleiterausführung, der Kollimator, die Strahlteilerwürfel, Verzögerungsplatten (bei einer polarisationsoptischen Ausführung), das Objektiv und die Digitalkamera. Alle Komponenten sollten so aufeinander abgestimmt werden, dass es einen optimalen Kompromiss aus erzielbarem Interferenzkontrast, Beleuchtungsintensität und der Intensitätsverteilung auf dem Kamerachip gibt. Ziel ist eine möglichst vollständige Ausnutzung der Abmessungen und des Dynamikbereichs am Kamerasensor. Im Ergebnis steht die Erzeugung einer realen Interferenzsignatur, welche immer sehr spezielle Aberrationen aufweist. Diese können eine Signaturauswertung deutlich erschweren. Um die Spiegelposition im Interferometer sicher und zuverlässig zu detektieren, kommt es daher auf die Entwicklung speziell angepasster Al-

gorithmen (6) an, die die Auswertung der realen Interferenzsignaturen ermöglichen. Bevor eine Phasenauswertung für höchste Präzision zwischen zwei Interferenzmaxima durchführbar ist, muss zunächst die genaue Interferenzordnung beider Maxima bestimmt werden (z.B. nullte und erste Ordnung). In der Praxis führen Aberrationen an realen Weißlichtinterferenzsignaturen jedoch sehr häufig zu Phasensprüngen im Längenmesswert von $m \cdot \frac{\lambda}{2}$. Die Aberrationen sind somit häufig die Ursache für eine Fehlinterpretation der Signaturposition. Fehlinterpretationen liegen meist dann vor, wenn die Einhüllende nicht mehr einer Gauß-Funktion gleicht. Die reale Einhüllende der Signatur beschreibt das reale spektrale Verhalten aller beteiligter optischer Komponenten (Spiegel, STW, Verzögerungsplatten, LWL, Kollimator, Objektiv, CMOS-Matrix) und der Lichtquelle in ihrer Gesamtheit.

Auf Basis dieses Entwurfs einer Entwicklungsstrategie wird im nachfolgenden Kapitel 4 eine interferenzoptische Kavitätslängenmessung auf Basis eines polarisationsoptischen Michelson-WLI erarbeitet und untersucht. Es handelt sich um die Ableitung einer weiteren messtechnischen Anwendung der Weißlichtinterferometrie mit polarisationsoptischen Bauteilen im Freistrahl.

4 Interferenzoptische Kavitätslängenmessung

Eine messtechnische Herausforderung stellt nach wie vor die hochgenaue berührungslose Messung von Kavitäten mit Submikrometerpräzision dar. Große Kavitäten ($> 100 \text{ mm}$) sind z.B. bei Ultraschall-Laufzeitmessungen erforderlich, um die Temperaturabhängigkeit einer Flüssigkeit auf die Laufzeit innerhalb der Kavität zu vermessen. Dazu muss die Länge der eingesetzten Kavität möglichst genau bekannt sein. Mitttelgroße Kavitäten ($10 \text{ mm} < l < 100 \text{ mm}$) eignen sich für Referenzmessungen an frequenzstabilisierten Lichtquellen (Laser). Kennt man die Länge einer Kavität auf $\pm \frac{\lambda}{4}$ genau und ist die Kavität thermisch stabilisiert, werden Frequenzschwankungen bei interferometrischer Auswertung in einer Fabry-Perot-Anordnung durch Phasenänderungen im Interferenzsignal messbar. Kehrt man das Prinzip um, lässt sich mit einer solchen Kavität und einem Interferometer auch die Brechzahländerung in Gasen bestimmen [81], [82]. Kurze Kavitäten mit einer Länge bis maximal 10 mm eignen sich für die Kalibrierung von Tastkugeldurchmessern. Die taktile 3D-Koordinatenmesstechnik setzt bei absoluten Messungen eine möglichst exakte Kenntnis der geometrischen Form und Abmessung des antastenden Elementes voraus. Bei diesen Messungen geht der Kugeldurchmesser der Tastspitze direkt ein und muss von den in den Messachsen erfassten Positionswerten abgezogen (Außenmessung) oder aufaddiert werden (Innenmessung). Der wohl wichtigste Ansatz zur Bestimmung des Kugeldurchmessers besteht in der Kalibrierung durch den 3-Kugel-Test, wie er beispielsweise am Eidgenössischen Institut für Metrologie (METAS) eingesetzt wird [83], [84]. Zur einfachen Kalibrierung des Kugeldurchmessers eignen sich einfache Längennormale, die direkt in der eingesetzten Messmaschine zur Anwendung kommen. Ein solches Längennormal kann als Glaskavität aus drei Blöcken aufgebaut werden. Sind die beiden einrahmenden Blöcke aus Glas, lässt sich eine Kavität so von außen interferometrisch mit einem polarisationsoptischen Weißlichtinterferometer antasten. Für diese Messanwendung soll nachfolgend ein interferenzoptisches Messsystem entwickelt werden, welches in der Lage ist, die innenliegenden Flächen der Kavität von außen direkt anzutasten und über den Abstand der erfassten Weißlichtsignaturen die Kavitätslänge zu bestimmen.

Ein geeignetes Interferometer lässt sich aus den Vorarbeiten in Kapitel 3 und der Entwicklungsstrategie aus Abschnitt 3.8 ableiten. Für die optische Kavitätslängenmessung soll ein achromatisch polarisierendes Weißlichtinterferometer (technisches Konzept (d)) mit LWL-gekoppelter LED (c) zum Einsatz kommen, welches nun allerdings einen Grundaufbau nach Michelson besitzt. Dieser Grundaufbau benötigt gegenüber dem Tandem-Weißlichtinterferometer eine geringere Anzahl an optischen Bauteilen. Die innenliegenden Glasflächen der Kavität sollen von außen mit dem transmittierenden Messstrahl direkt angetastet werden, indem wieder die von der zugehörigen Grenzfläche erzeugte Interferenzsignatur erfasst wird. Die besondere Herausforderung bei der Direktantastung unverspiegelter Glasgrenzflächen besteht in der Erzeugung eines nutzbaren Interferenzkontrasts im Interferometer, welcher durch stark unterschiedliche Reflexionsgrade im

Referenzarm (Spiegel, $\rho > 99\%$) und Messarm (Glaskavität, $\rho \approx 4\%$) herabgesetzt wird. Der Lösungsansatz zur Erhöhung des Interferenzkontrasts sieht wieder den Einsatz achromatisch polarisierender Strahlteilerwürfel und achromatischer Verzögerungsplatten vor, mit denen sich das Intensitätsverhältnis zwischen Mess- und Referenzstrahl frei einstellen lässt.

Im Rahmen der messtechnischen Untersuchungen soll bei Gelingen einer interferenzoptischen Antastung der Glasgrenzflächen die optische Kavitätslängenmessung zunächst in einem sehr einfachen Laboraufbau realisiert werden. Um die volle Leistungsfähigkeit der Kombination aus Weißlichtinterferometrie und Laserinterferometrie auszuschöpfen (Konzept (b)), ist es vorgesehen, das polarisationsoptische WLI in der Nanopositionier- und Nanomessmaschine (NPM) am Institut für Prozessmess- und Sensortechnik der TU Ilmenau (NMM-1) zu integrieren. Diese NPM ermöglicht es, in allen drei Raumachsen ohne Abbe-Fehler zu messen [9], [85] und lässt zusätzlich eine laterale Positionierung der Kavität zu, um Cosinusfehler bei der Messung zu ermitteln.

4.1 Entwurf des polarisationsoptischen Michelson-Weißlichtinterferometers

Das für die Kavitätslängenmessung vorgesehene Michelson-WLI (Abbildung 4.1) besitzt im Zentrum einen breitbandig polarisierenden Strahlteilerwürfel, der den einfallenden Lichtstrahl der kurzkohärenten Lichtquelle zu je gleichen Teilen (50:50) aufteilt. Ein LWL-gekoppelter Kollimator sendet den einfallenden Lichtstrahl aus. Die kurzkohärente Lichtquelle ist über einen Multimode-Lichtwellenleiter an den Kollimator gekoppelt (Unterabschnitt 3.2.1). Dabei handelt es sich wieder um eine LED mit integriertem F-SMA-Anschluss. Passend zum Spektrum der eingesetzten Lichtquelle befindet sich zwischen dem Kollimator und dem zentralen Teilerwürfel ein weiterer breitbandig polarisierender Teilerwürfel. Dieser ist um 45° um die optische Achse geneigt und hat die Aufgabe, aus dem unpolarisierten Lichtstrahl einen linear polarisierten Lichtstrahl zu erzeugen. Die Polarisationsrichtung des durchlaufenen Strahls hängt vom Neigungswinkel des Teilerwürfels ab. Über die Einstellung des Neigungswinkels am vorgeschalteten Teilerwürfel ist das später an der Kavität benötigte Einstellen des Intensitätsverhältnisses zwischen Mess- und Referenzstrahl möglich (vgl. Abschnitt 4.4). Dass im Interferometer nun nur noch 50 % der ursprünglich eingespeisten Lichtleistung genutzt wird, stellt zunächst keinen Nachteil dar. Da die Intensitätsreserven der eingesetzten Lichtquellen groß genug sind, lässt sich eine ausreichend kurze Belichtungszeit der CMOS-Matrix im einstelligen Millisekundenbereich einstellen (vgl. Unterabschnitt 3.6.1). Angrenzend an den zentralen Strahlteiler befindet sich sowohl im Messarm als auch im Referenzarm des Interferometers jeweils eine achromatische $\frac{\lambda}{4}$ -Platte. Der P-polarisierte Referenzstrahl (1. Strahlanteil, Abbildung 4.2), welcher vom Strahlteilerwürfel transmittiert wird, erfährt beim Durchlaufen dieser achromatischen $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatte eine Umwandlung der ihm zugehörigen Polarisations-eigenschaften. Aus einem linear polarisierten Lichtstrahl wird ein zirkular polarisierter Lichtstrahl. Dieser trifft auf den gestellfesten Referenzspiegel und wird an dessen Oberfläche reflektiert. Die Reflexion des Referenzstrahls verursacht einen 90° -Phasensprung, welcher eine Änderung der Drehrichtung des zirkular polarisierten Lichtes ergibt. Nach dieser

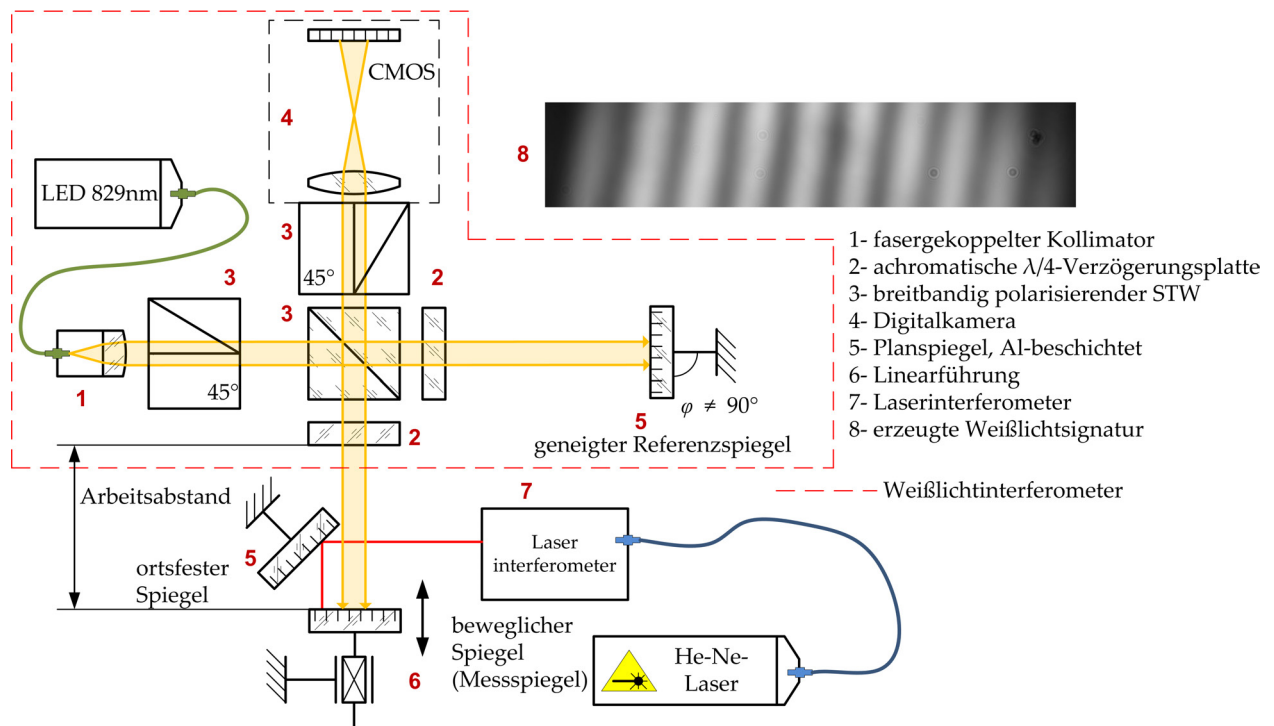


Abbildung 4.1: Michelson-Aufbau des Weißlichtinterferometers (WLI) mit achromatisch polarisierenden Optiken

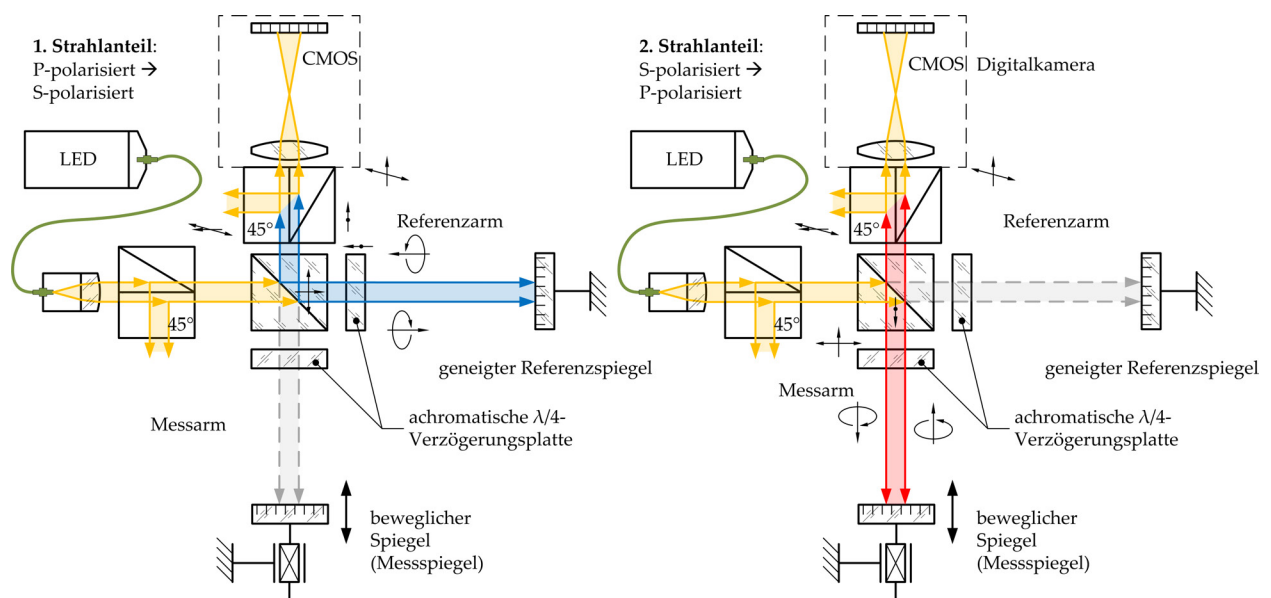


Abbildung 4.2: Darstellung des Lichtweges der Intensitätsanteile im Michelson-Aufbau des WLI, 1. Strahlenteil: P-polarisiertes Licht wird in S-polarisiertes Licht umgewandelt, 2. Strahlenteil: S-polarisiertes Licht wird in P-polarisiertes Licht umgewandelt

Drehrichtungsänderung trifft der Lichtstrahl erneut auf die bereits durchlaufene achromatische $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatte, allerdings aus entgegengesetzter Richtung. Die Rückwandlung in linear polarisiertes Licht erfolgt so, dass der Polarisationsvektor nun orthogonal zur ursprünglichen Ausrichtung steht. Die Polarisationsrichtung des Lichtbündels im Referenzarm wird also um 90° von „P-polarisiert“ nach „S-polarisiert“ gedreht. Dieser Vorgang ist entscheidend für die Funktionsweise des Interferometers, denn aufgrund dessen strahlt kein Anteil des Lichts zurück in die Lichtquelle.

Ebenso erfolgt auch im Messarm des Interferometers eine Drehung der linearen Polarisationsrichtung. Hier wird der S-polarisierte Messstrahl (2. Strahlanteil, Abbildung 4.2) im zentralen Teilerwürfel zunächst in den Messarm des Interferometers reflektiert. Nach zweimaligem Durchlaufen der achromatischen $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatte liegt wieder eine 90° -Drehung der linearen Polarisationsrichtung vor. Das nun P-polarisierte Licht transmittiert den zentralen Strahlteilerwürfel auf direktem Weg zur Digitalkamera. Referenzstrahl und Messstrahl überlagern sich, interferieren aber nicht miteinander, da dazu ihre \vec{E} -Vektoren in gleicher Richtung ausgerichtet sein müssen. Um dies zu erreichen, befindet sich direkt vor dem Kameraobjektiv ein dritter, breitbandig polarisierender Teilerwürfel, der wiederum um 45° geneigt ist. Dieser teilt sowohl Messstrahl als auch Referenzstrahl zu je 50%, wobei die Polarisationsrichtungen der transmittierenden Intensitätsanteile beider Messstrahlen nun übereinander liegen. Daraus resultiert die Interferierbarkeit der Teilstrahlen und das charakteristische Interferenzbild kann mit der Digitalkamera erfasst werden. CMOS-Matrix, Objektiv und Abstandstube sind identisch zum Tandem-Weißlichtinterferometer in Abschnitt 3.4 ausgeführt.

4.2 Voruntersuchungen am polarisationsoptischen Michelson-Weißlichtinterferometer

Mit dem polarisationsoptischen Michelson-WLI wurden Voruntersuchungen zur Erzeugung, Erfassung, Optimierung und Auswertung von Weißlichtinterferenzsignaturen durchgeführt. Zu diesem Zeitpunkt steht bereits fest, dass für eine optische Längenmessung an einer Kavität ein zusätzlicher Glasweg im Messarm des Michelson-WLIs zu einer Dispersion führt, die im Referenzarm des Interferometers ausgeglichen werden muss. Zudem gibt es einen Ansatz, wie kleine Kavitätslängen auch ohne eine Relativbewegungen der angetasteten Kavität oder des Referenzspiegels gemessen werden können. Dieser Lösungsansatz sieht einen Totstreckenausgleich durch den Einsatz einer Stufenhöhe im Referenzarm des Interferometers vor. Es soll zudem eine Fertigungstechnologie erarbeitet werden, mit welcher ein solcher Stufenspiegel zum Ausgleich des Gangunterschieds hergestellt werden kann und wo mögliche Einschränkungen beim Einsatz liegen.

Beim Einsatz von Multimode-LWL tritt im Michelson-WLI ein Effekt auf, welcher sich in einer deutlichen Minderung des Interferenzkontrasts mit abnehmender Streifenbreite äußert. Dieses Phänomen zwingt zu einer Nutzung möglichst breiter Interferenzstreifen, um einen ausreichend hohen Interferenzkontrast zu erzeugen. Breite Interferenzstreifen bedingen jedoch nur gefenstert

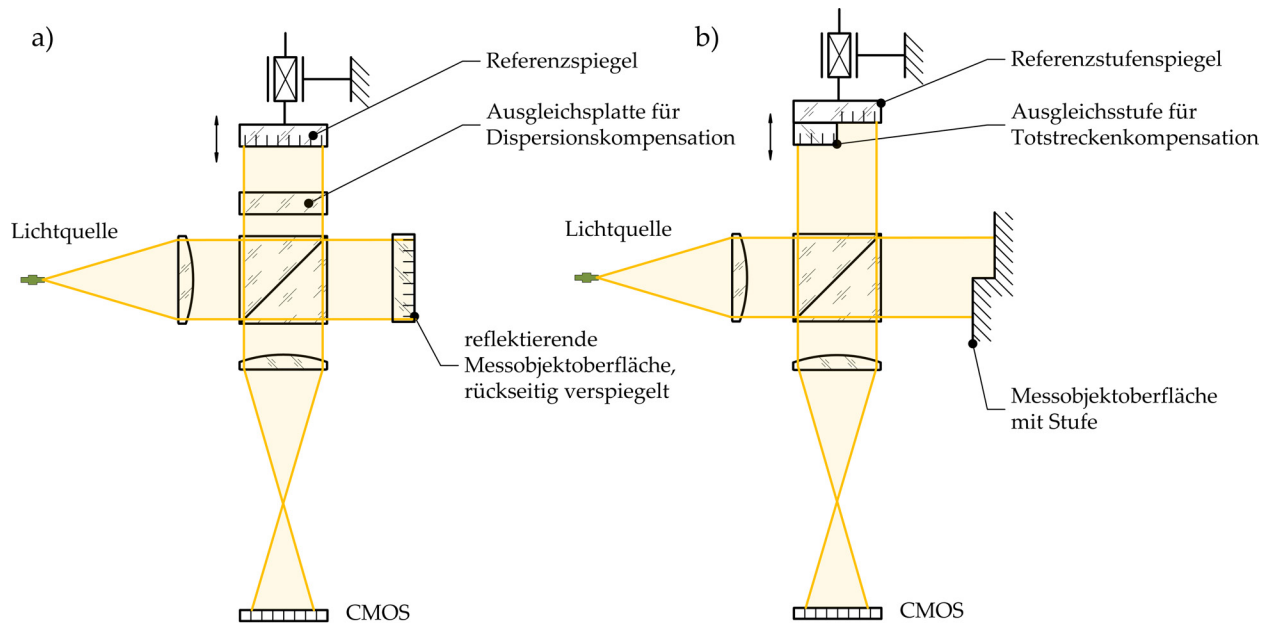


Abbildung 4.3: a) Dispersionsausgleich mittels Ausgleichsplatte im WLI, b) Totstreckenausgleich mittels Stufenspiegel im WLI

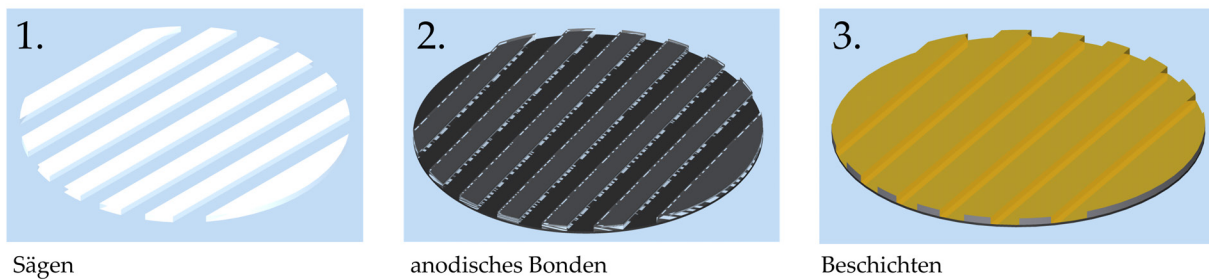
auswertbare Interferenzsignaturen. Mit Hilfe nachfolgender Untersuchungen soll dieser Effekt näher beschrieben werden. Es müssen Ansätze abgeleitet werden, mit denen sich der Verlust der räumlichen Kohärenz in seiner Auswirkung reduzieren lässt. Es gilt auch zu klären, warum dieser Effekt im polarisationsoptischen Tandem-Weißlichtinterferometer nicht zu beobachten ist. Basierend auf den experimentellen und theoretischen Untersuchungen zur Größe und Anzahl der Speckle im Kamerabild sollen die erwartbaren Interferenzkontraste der aufgebauten Interferometer ermittelbar sein.

4.2.1 Optische Bauteile zum Dispersions- und Totstreckenausgleich

Ein Dispersionsausgleich ist in der Weißlichtinterferometrie erforderlich, wenn durch optische Asymmetrien zwischen Referenz- und Messstrahlengang ein Verlust der zeitlichen Kohärenz droht (vgl. Unterabschnitt 3.1.1). Dies ist bei der Antastung von rückseitig verspiegelten Glasbauteilen der Fall (Abbildung 4.3a). Für den Dispersionsausgleich ist lediglich eine Glasplatte gleicher Dicke und gleicher Brechzahl (gleiches Material) erforderlich, welche fest im Strahlengang des Referenzarms integriert wird. In den Untersuchungen zur Kavitätslängenmessung mit dem Michelson-WLI wird im Referenzarm ein Glaskörper platziert, der die gleiche Dicke aufweist, wie der primäre Glaskörper der zu vermessenden Kavität.

Ein Totstreckenausgleich wird erforderlich, wenn zwei durch einen bestimmten Gangunterschied versetzte Weißlicht-Interferenzsignaturen zur gleichen Zeit partiell in einem Kameraausschnitt erfasst und ausgewertet werden sollen (Abbildung 4.3b). Der Totstreckenausgleich im Millimeterbereich erfolgt durch speziell hergestellte Stufenspiegel (Abbildung 4.4). Eine Montage- und Fertigungsstrategie wurde im Rahmen dieser Arbeit am ZMN der TU Ilmenau realisiert und getestet. Ausgangspunkt der Fertigung eines Stufenspiegels bildet ein 4"-Silizium-Wafer, der als

a)



b)

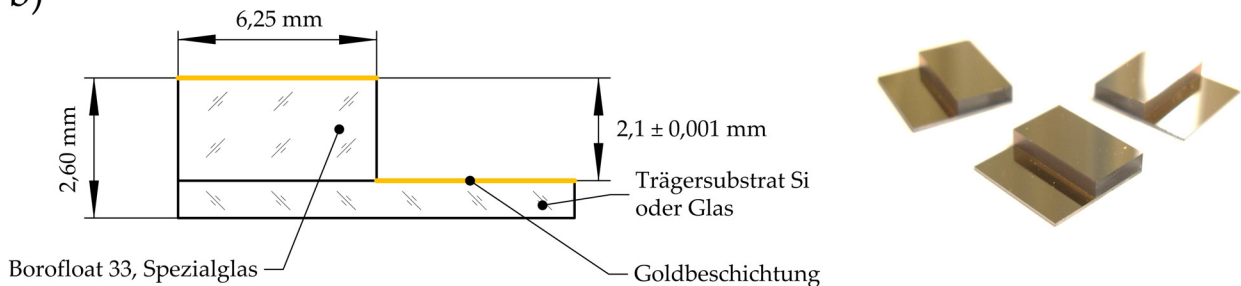


Abbildung 4.4: Stufenspiegel für Totstreckenausgleich, a) Prozessreihenfolge der Herstellung, b) Aufbau mit Abmessungen, Aufnahme der gefertigten Stufenspiegel

Träger dient. Für die Erzeugung der geeigneten Spiegelstufen wird ein Wafer aus Borofloat auf einer Wafersäge in Streifen gesägt. Borofloat (Bor-Silikatglas) eignet sich für das anodische Bonden mit Silizium [86], da beide Materialien nahezu gleiche Ausdehnungskoeffizienten besitzen. Das anodische Bonden ist ein Verfahren zum Fügen von Glas und Silizium, dass vor allem in der Mikrosystemtechnik häufig zum Einsatz kommt [87] (engl. anodic bonding, auch fusion bonding [88]). Die Dicke des Borofloat-Wafers gibt die Stufenhöhe und damit den Totstreckenausgleich vor. Für den Vorgang des anodischen Bondens werden die Borofloat-Streifen auf den oxidierten Silizium-Wafer gelegt, welcher sich auf einer beheizbaren Elektrode (Anode) befindet. Danach werden der Wafer und die Glasstreifen auf die für das Bonden erforderliche Temperatur von ca. 500 °C gebracht. Durch die Temperaturerhöhung wird das Glas elektrisch leitfähig, wobei darauf geachtet werden muss, dass die Prozesstemperatur noch unter der Erweichungstemperatur liegt. Nach Auflegen der kreisförmigen Kathodenspitze auf der Oberfläche eines Borofloatstreifens erfolgt der eigentliche Bondvorgang durch Anlegen der im Prozess vorgesehenen Gleichspannung (40 V). Die mechanische Verbindung entsteht in der Raumladungszone in Folge von Diffusionsprozessen zwischen den Materialien. Dafür müssen die in Kontakt gebrachten Oberflächen eine Rauheit von $\leq 1 \mu\text{m}$ besitzen. Im Anschluss wird eine dünne Goldschicht (ca. $d = 60 \text{ nm}$) aufgedampft, wobei der gebondete Wafer zuvor noch einen Überzug mit einem Haftvermittler bekommt (z.B. Chrom). Vor dem Sägevorgang zur Zerteilung der einzelnen Spiegelstücke wird der beschichtete Wafer nochmals mit Fotolack überzogen, um Beschädigungen in der reflektiven Schicht zu vermeiden. Im durchgeführten Experiment am Zentrum für Micro- und Nanotechnologie wurden Spiegel mit den Abmessungen von $12,5 \text{ mm} \times 12,5 \text{ mm}$ hergestellt, wobei die Stufenhöhe $h = 2,1 \text{ mm}$ beträgt, was der zu korrigierenden Totstrecke entspricht. Alternativ ist als Träger ebenfalls ein Borofloat-Wafer

einsetzbar, jedoch muss dieser vor dem Bonden über ein PECVD-Verfahren (physical enhanced chemical vapour deposition) mit einer Schicht Polysilizium überzogen werden [89], [90]. Der Einsatz dieser Methode zur Anfertigung von Stufenspiegeln als Ausgleichselement ist durch die erzielbare maximale Stufenhöhe begrenzt. Je größer die Dicke des Borofloatstreifens, desto schlechter lässt sich dieser mit dem Siliziumwafer anodisch bonden. Ursachen dafür liegen bei zunehmender Glashöhe in einem steigenden elektrischen Widerstand und einem steigenden Temperaturgradienten im Glas. Aus diesem Grund lassen sich Stufenspiegel nur für Glaskavitäten bis zu einer Länge von $l = 2,5 \text{ mm}$ mit vertretbarem Aufwand herstellen. Außerdem muss beachtet werden, dass immer nur lateral versetzte Weißlichtsignaturen zueinander ausgewertet werden können. Bei Messungen der Kavitätslänge führt dann ein seitlicher Versatz der optischen Antastpositionen zu Messabweichungen gegenüber der fluchtenden Antastung der Kavitätsinnenflächen.

4.2.2 Interferenzkontrastminderungen durch Speckle

In einem Michelson-Interferometer werden Interferenzstreifen erzeugt, indem der Referenzstrahl und der Messstrahl zueinander geneigt überlagern. Bei einem Strahldurchmesser auf einem Schirm von 5 mm (vgl. Unterabschnitt 3.2.3) benötigt man bei einer mittleren Wellenlänge von $\lambda_m = 829,2 \text{ nm}$ einen Neigungswinkel von $\alpha = 4,56'$ um acht volle Interferenzstreifen zu erzeugen. Die Neigung der Teilstrahlen wird z.B. durch das Neigen des Referenzspiegels oder des Messspiegels um den halben Winkelbetrag erzeugt. Praktisch zeigt sich im aufgebauten Michelson-Weißlichtinterferometer überraschenderweise eine Abnahme des Interferenzkontrasts bei zunehmendem Neigungswinkel, bei vergrößerten LWL-Kerndurchmessern oder bei Vergrößerung der Interferenzarmlänge. Abbildung 4.5 zeigt die Auswirkungen im Experiment. Zum Einsatz kommt das WLI mit polarisationsoptischen Bauteilen in Kombination mit der LED im nahen Infrarotbereich. Abbildung 4.5a zeigt das Interferenzmuster für die Weißlichtquelle in Kombination mit dem $105 \mu\text{m}$ -Multimode-LWL. Daneben ist das Specklemuster abgebildet, welches sich einstellt, wenn die Infrarot-LED am selben LWL gegen einen He-Ne-Laser getauscht wird. Abbildung 4.5b zeigt die gleiche Signatur, nur dass jetzt ein Multimode-LWL mit $50 \mu\text{m}$ Kerndurchmesser verwendet wird. Aufgrund der verringerten Lichtleistung, bedingt durch den kleineren Kerndurchmesser, muss die Belichtungszeit der Kamera von $2,5 \text{ ms}$ auf 5 ms erhöht werden. Unabhängig davon zeigen sich im Ergebnis größere Speckle im Granulationsmuster und eine deutliche Zunahme des Interferenzkontrasts der Weißlichtinterferenzsignatur. Letzteres ist zusätzlich im Vergleich für beide Fälle über den Intensitätsverlauf innerhalb einer Zeile in Abbildung 4.5c dargestellt.

Die Ursache für die Kontrastabnahme bei Neigung eines Teilstrahls liegt in den Eigenschaften der Multimode-Lichtwellenleiter begründet. Daher bildet eine Betrachtung der durch die Verwendung von Multimode-LWL verursachten Bildung von Speckle den Untersuchungsansatz für die im Michelson-WLI beobachtete Interferenzkontrastminderung. Diese Speckle liegen im parallelen Strahlenbündel vor, sind aber bei Verwendung einer Weißlichtquelle nicht sichtbar, da sich Speckle über alle Wellenlängen hinweg in Ort und Intensität vermischen, sodass sich eine nahezu gleichmäßig ausgeleuchtete Fläche ergibt. Bei Verwendung einer monochromatischen Lichtquelle am selben Lichtwellenleiter wird das Specklebild dagegen sofort sichtbar (Abbildung 4.5). Die Auswirkungen

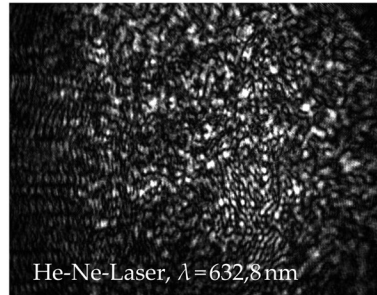
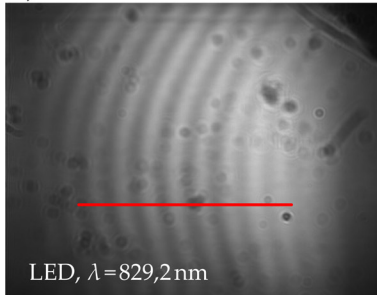
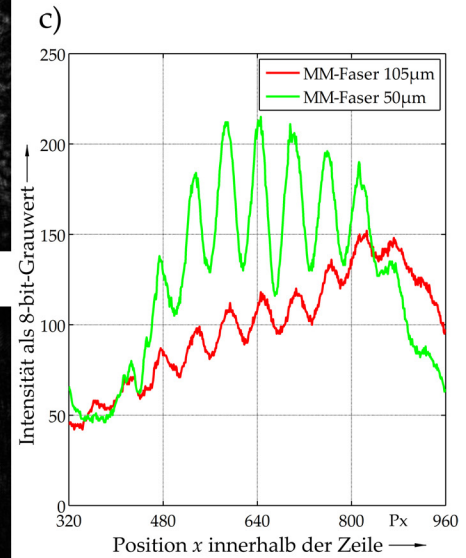
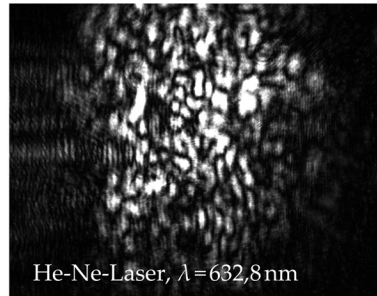
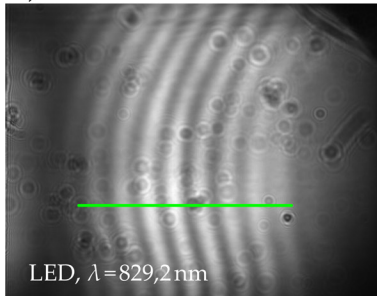
a) Multimode-LWL 105 μm b) Multimode-LWL 50 μm 

Abbildung 4.5: Vergleich von Interferenz- und Specklemustern bei Verwendung verschiedener Multimode-LWL unter abwechselnder Verwendung kurzkohärenter und langkohärenter Lichtquellen (angepasste Belichtungszeit), a) MM-LWL mit $d = 105 \mu\text{m}$ Faserkerndurchmesser, b) MM-LWL mit $d = 50 \mu\text{m}$ Faserkerndurchmesser, c) Intensitätsverlauf in Zeile $y = 700$

von Speckle bei Messungen mit fasergekoppelten Laserinterferometern in Verbindung mit monochromatischer He-Ne-Laserstrahlung wurde bereits in der Dissertation von Manske behandelt ([91], S.46-49). Diese Grundlagen bilden nachfolgend die Basis zur Erweiterung der Betrachtungen auf polychromatische Strahlung in Multimode-LWL.

Speckle sind partielle Elemente eines durch monochromatisches Licht erzeugten Granulationsmusters. Dieses Muster wird bei der Verwendung von langkohärenten Lichtquellen für das Auge oder eine Kamera sichtbar. Die Voraussetzung für die Entstehung dieses Granulationsmusters sind räumlich begrenzte Gangunterschiede in einem kohärenten Lichtstrahl, die wiederum in Abhängigkeit ihrer Phasenlage zu lokal begrenzten konstruktiven und destruktiven Interferenzen führen ([21], S.215f). Da nun eine Multimode-LWL eine Vielzahl geometrischer Wege zulässt, die ein in ihr geführtes Lichtbündel nimmt, ergibt sich dieses Granulationsmuster nach dem Austritt aus dem LWL und beim Auftreffen auf einen Schirm. Da die geometrisch möglichen Wege der Lichtbündel (geführte Moden) eine unterschiedliche Laufzeit besitzen, kommt es zu Phasenverschiebungen zwischen den vereinzelt Bündeln. Das Granulationsmuster entsteht also aus der Interferenz zwischen den geführten Moden. Die Anzahl und Größe der Speckle hängt vom Kerndurchmesser der Multimode-LWL in Kombination mit der Frequenz des geführten Lichts ab. Am Austrittspunkt des Multimode-LWLs findet eine Aufweitung des Granulationsmusters mit zunehmendem Abstand zum Faserende statt. Die Aufweitung lässt sich über die numerische Apertur NA der Faser beschreiben (Abbildung 4.6a).

Verwendet man nun eine spektral breitbandige Lichtquelle, überlagern sich eine Vielzahl von leicht

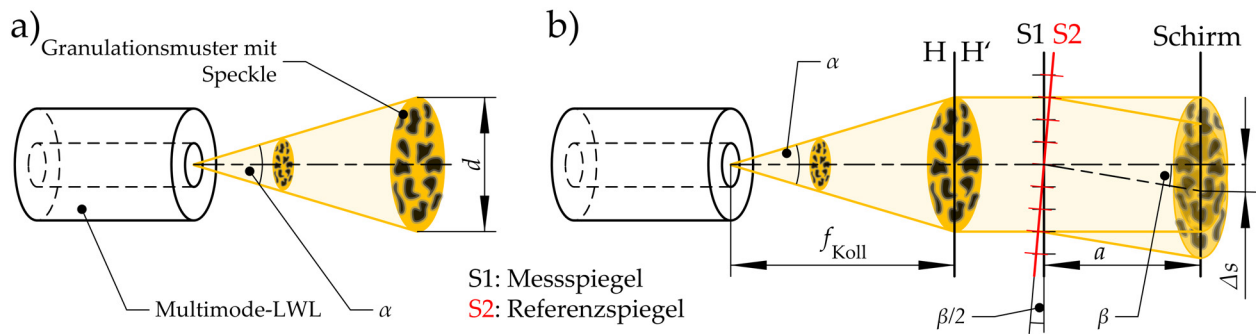


Abbildung 4.6: Optische Abbildung von Granulationsmustern aus Multimode-LWL, Teil I, a) Aufweitung des Granulationsmusters am LWL-Austrittspunkt, b) Versatz Δ_s der Granulationsmuster im Michelson-Interferometer

verschiedenen Granulationsmustern zu einem Bild, das wieder homogen ausgeleuchtet erscheint (zeitlich gemitteltes Specklemuster, vgl. [92], S.43). Tatsächlich muss man aber davon ausgehen, dass jede im Spektrum vorhandene Teilfrequenz ihr eigenes individuelles Specklemuster generiert. Hier ergibt sich der Erklärungsansatz für den Kontrastverlust bei abnehmender Streifenbreite. Eine Neigung der Teilstrahlen in einem Interferometer nach Michelson führt immer zu einem Versatz der beiden Teilstrahlen bei der Überlagerung auf dem Schirm (Abbildung 4.6b). Liegt nun ein statisches Granulationsmuster vor, welches in beiden Teilstrahlen symmetrisch ist (kollimierte Teilstrahlen), verschieben sich eben diese Granulationsmuster lateral gegeneinander auf dem Schirm bzw. der CMOS-Matrix. Dabei geht die räumliche Kohärenz entgegen der allgemeinen Erwartung vorzeitig verloren, da Interferenzen nur an den Stellen sichtbar werden, an denen auch Lichtintensitäten beider Teilstrahlen und zugehöriger Wellenlänge sichtbar sind. Dies ist wiederum nur an Orten der Fall, an denen auch konstruktive Interferenz zwischen den geführten Moden vorliegt (helle Speckleflächen). Bei einer teilweisen Überlappung der Speckle entsteht eine Interferenz, jedoch nur mit verringerter Amplitude. In einem Weißlichtinterferometer mischen sich nun auch hier wieder die verschobenen unterschiedlichen Granulationsmuster über alle Frequenzen hinweg und es entsteht ein Interferenzbild mit verringertem Kontrast. Der Lateralversatz der Granulationsmuster hängt vom Abstand zwischen geneigtem Spiegel und Schirm ab. Je größer dieser Abstand a ist, desto stärker ist im Experiment der beobachtete Kontrastverlust bei gleichem Neigungswinkel. Ebenso ist beim Einsatz einer monochromatischen Lichtquelle an einem Multimode-LWL zu beobachten, dass je größer der LWL-Kerndurchmesser d_{Kern} ist, desto kleiner sind die Durchmesser sichtbarer Speckle im Granulationsmuster. Daraus folgt ein geringerer Interferenzkontrast der Weißlichtsignatur bei größerem LWL-Kerndurchmesser in Kombination mit einer polychromatischen Lichtquelle, was sich im Experiment bestätigen lässt.

Ein einfaches mathematisches Modell soll dieses Phänomen nun beschreiben, damit die optimalen Parameter bei der Konstruktion des Interferometers gefunden werden können. Gesucht wird eine Näherungsgleichung, mit welcher der maximal erzielbare Kontrast im Interferenzbild in Abhängigkeit vom Winkel α und vom Abstand l abgeschätzt wird, je nachdem welche mittlere Wellenlänge λ_m und welcher LWL-Kerndurchmesser d_{Kern} zum Einsatz kommt. Ausgangspunkt bildet Gleichung 4.1, die die Anzahl geführter Moden M_g in einem Stufenindex-Multimode-LWL abschätzt und, durch zwei dividiert (zwei Polarisationen), die Anzahl unterscheidbarer Flecken N

im Granulationsmuster liefert (vgl. [93], S.56, S.92, S.322, [91], S.48).

$$N = \frac{M_g}{2} \approx \frac{V^2}{4} = \left(\frac{d_{\text{Kern}} \cdot \pi \cdot \text{NA}}{2 \cdot \lambda_m} \right)^2 \quad (4.1)$$

Die Größe V steht hier für den normierten Frequenzparameter. Befinden sich in einer Fläche mit dem Kerndurchmesser d_{Kern} Speckle der Anzahl N , so beträgt der Speckledurchmesser:

$$d_{\text{kf}} \approx \frac{d_{\text{Kern}}}{\sqrt{N}} \quad (4.2)$$

Mit Gleichung 4.2 lässt sich nun Gleichung 4.1 in Gleichung 4.3 überführen.

$$d_{\text{kf}} \approx \frac{2 \cdot d_{\text{Kern}}}{V} = \frac{2 \cdot \lambda_m}{\pi \cdot \text{NA}} \quad (4.3)$$

Das Granulationsmuster an der Austrittsfläche des LWL weitet sich innerhalb des Austrittskegels auf. Die Geometrie des Kegels ergibt sich aus der numerischen Apertur NA der Faser (vgl. Abbildung 4.6). Der Kollimator bündelt das aufgeweitete Specklebild und die Divergenz wird transformiert. Die Brennweite des Kollimators beträgt $f_{\text{Koll}} = 11,07 \text{ mm}$ (vgl. Unterabschnitt 3.2.1). Beide Faserkerndurchmesser besitzen eine numerische Apertur von $\text{NA} = 0,22$. Nach Gleichung (3.6) (S.52) ergibt sich in Näherung der bereits angegebene Strahldurchmesser von $d = 4,99 \text{ mm} \approx 5 \text{ mm}$. Für den $50 \mu\text{m}$ -LWL-Kerndurchmesser erfolgt eine größere Aufweitung der geometrisch aufgelösten Strukturen des Granulationsmusters am Faserende. Der neue Durchmesser eines Speckles nach der vollständigen Aufweitung berechnet sich dann nach Gleichung 4.4.

$$d'_{\text{kf}} = \frac{d_{\text{kf}} \cdot d}{d_{\text{Kern}}} = \frac{4 \cdot \lambda_m \cdot f_{\text{Koll}} \cdot \tan(\arcsin(\text{NA}))}{\pi \cdot \text{NA} \cdot d_{\text{Kern}}} \quad (4.4)$$

Damit ergibt sich in vollständiger Aufweitung z.B. für $d = 4,99 \text{ mm}$ ($f_{\text{Koll}} = 11,07 \text{ mm}$) und $d_{\text{kf}} = 2,399 \mu\text{m}$ ($\lambda_m = 829,2 \text{ nm}$, $\text{NA} = 0,22$) für den Faserkerndurchmesser $d_{\text{Kern}} = 50 \mu\text{m}$ ein aufgeweiteter Speckledurchmesser von $d'_{\text{kf}} = 240 \mu\text{m}$. Der Interferenzkontrast hängt nun vom Flächenverhältnis zweier Speckle bei der Überlappung ab. Ein maximaler theoretischer Kontrast von $M = 1$ erfolgt für eine vollständige Überlappung der Speckle. Dies ist nur bei einem Neigungswinkel zwischen beiden Teilstrahlen im Interferometer von $\beta = 0^\circ$ der Fall. Der zugehörige relative Spiegelneigungswinkel, welcher zwischen Mess- und Referenzwinkel vorliegt, ist als $\frac{\beta}{2}$ definiert. In Näherung und zur Vereinfachung werden Specklestrukturen nachfolgend als kreisrund betrachtet. Die abweichende Formgebung eines Speckles, die ungleichmäßige Intensitätsverteilung in einem Speckle oder eine winkelabhängige Verformung bei der Projektion werden für diese Näherung vernachlässigt. Das Größenverhältnis von überlappter Fläche zweier Kreisflächen mit Versatz zur erzeugten Gesamtfläche beider Kreisflächen mit Versatz ergibt dann den maximal erzielbaren Kontrast. Dabei gilt der Zusammenhang in Gleichung 4.5 entsprechend Abbildung 4.7a und $S = S_1 = S_2$. Dies stellt einen Sonderfall dar, da aufgrund des kollimierten Lichts und symmetrischer Lichtwege im Michelson-WLI immer gleichgroße Granulationsmuster überlagern.

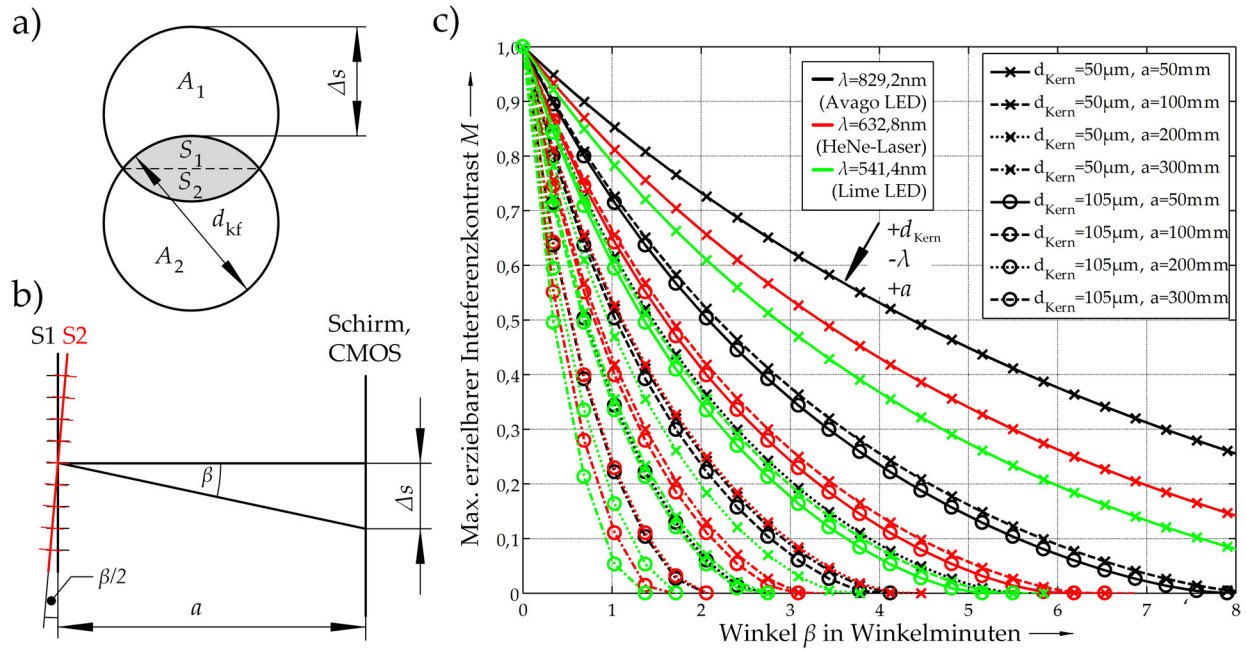


Abbildung 4.7: Erzielbarer Interferenzkontrast bei partiell überlappendem Granulationsmuster, a) lateraler Versatz Δs zweier Speckle auf dem Sensor, b) Zusammenhang von lateralem Versatz Δs , Abstand zum Spiegel a und Neigungswinkel β , c) Kontrastabhängigkeit vom Winkel β

Anwendungsbedingt wird nur dieser Sonderfall betrachtet.

$$M = \frac{A_{A_1 \cap A_2}}{A_1 + A_2 - A_{A_1 \cap A_2}} = \frac{S}{A - S} \quad (4.5)$$

Die Flächeninhalte A_1 und A_2 werden daher als gleich ($A_1 = A_2 = A$) angenommen. Die Kreisfläche berechnet sich zu $A = \frac{\pi \cdot d_{kf}^2}{4}$. Die halbe Kreisüberlappungsfläche $S = S_1 = S_2$ ist der Flächeninhalt des einfachen Kreisabschnitts (vgl. [39], S.144) und soll als Funktion $S = f(d'_{kf}, \Delta s)$ ausgedrückt werden (Gleichung 4.6).

$$S = \frac{d_{kf}'^2 \cdot \arccos\left(\frac{\Delta s}{d_{kf}'}\right)}{4} - \frac{d_{kf}'^2 \cdot \sin\left(2 \cdot \arccos\left(\frac{\Delta s}{d_{kf}'}\right)\right)}{8} \quad (4.6)$$

Der laterale Versatz zweier Speckle ergibt sich über den Neigungswinkel β zwischen beiden Teilstrahlen und dem Abstand a zwischen Spiegeloberfläche und Schirm. Der Zusammenhang ist in Gleichung 4.7 dargestellt.

$$\Delta s = a \cdot \tan(\beta) \quad (4.7)$$

Für einen Neigungswinkel $\beta = 1,72'$ und einen Abstand der Spiegelflächen zum Schirm mit $a = 200 \text{ mm}$ folgt ein lateraler Versatz des Granulationsmusters von $\Delta s = 0,1 \text{ mm}$ auf dem Schirm. Wenn der Speckledurchmesser eben da $d'_{kf} \approx 0,24 \text{ mm}$ beträgt, wird ein maximal erreichbarer Kontrast von $M \approx 0,32$ erzielt. Der Speckledurchmesser auf dem Schirm d'_{kf} ergibt sich für einen

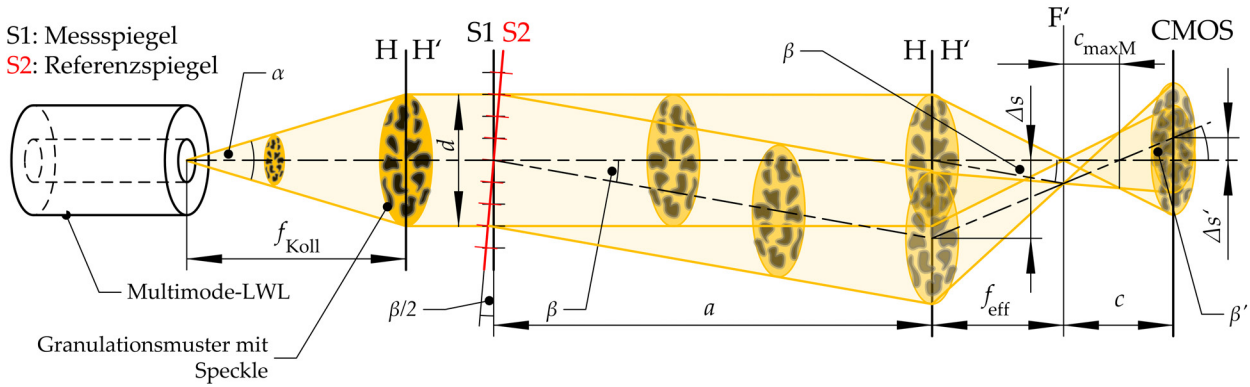


Abbildung 4.8: Optische Abbildung von Granulationsmustern aus Multimode-LWL, Teil II, projizierter Versatz $\Delta s'$ der rücktransformierten Granulationsmuster im Michelson-Interferometer mit Objektiv

Faserkerndurchmesser von $d_{\text{Kern}} = 50 \mu\text{m}$ mit zugehöriger $\text{NA} = 0,22$ unter Verwendung eines Kollimators mit $f_{\text{Koll}} = 11,07 \text{ mm}$. Mit zunehmendem Abstand a nimmt der maximale Winkel β ab, für den ein Kontrast von mindestens $M \approx 0,32$ erzielt werden soll. Wird der Faserkerndurchmesser auf $d_{\text{Kern}} = 105 \mu\text{m}$ erhöht, ergibt sich ein vorausgesetzter maximaler Neigungswinkel von $\beta = 0,82'$ um den Kontrast von $M \approx 0,32$ nicht zu unterschreiten. Ein solch kleiner Neigungswinkel ist jedoch technisch nicht sinnvoll, da sich dann lediglich 2,8 Streifen über das gesamte Bildfeld ausbilden (für $\lambda_m = 829,2 \text{ nm}$). Abbildung 4.7c zeigt für unterschiedliche Neigungswinkel β in Abhängigkeit verschiedener Kombinationen aus LWL-Kerndurchmessern d_{Kern} und Schirmabständen a den theoretisch erzielbaren Kontrast am Michelson-WLI. Der Kontrast sinkt bei gleichbleibendem Neigungswinkel β mit Zunahme des LWL-Kerndurchmessers d_{Kern} , mit Abnahme der eingesetzten mittleren Wellenlänge des Lichts λ_m und mit Zunahme des Schirmabstands a . Um die starke Kontrastabnahme zu reduzieren, zeigen praktische Versuche eine Verbesserung bei zusätzlicher Verwendung eines Objektivs (Abbildung 4.8). Dieses erlaubt einen größeren Lateralversatz an dessen Hauptebene und es bildet sich dennoch ein deutlicher Interferenzkontrast auf dem Schirm bzw. der CMOS-Matrix aus. Durch den Einsatz eines Objektivs mit der effektiven Brennweite $f_{\text{eff}} = 50 \text{ mm}$ werden beide im Interferometer überlagerten Strahlenbündel in der rückseitigen Brennebene fokussiert. An die Position des Schirms tritt nun die Hauptebene des Objektivs. Aufgrund des Winkels β ergibt sich zwischen beiden Strahlenbündeln ein Versatz s_f in dieser Brennebene (Abbildung 4.9b). Gleichzeitig besitzen beide nun divergent verlaufenden Strahlenbündel zueinander einen neuen Neigungswinkel β' . Ein Sonderfall entsteht aber hinter der Brennebene am Kreuzungspunkt zwischen geneigtem Strahlenbündel und optischer Achse (c_{maxM}). An dieser Stelle liegen nun beide Teilstrahlen mit ihrem Granulationsmuster wieder deckungsgleich aufeinander, was zu einem theoretischen Interferenzkontrast von $M = 1$ auch bei einem beliebigen Winkel $\beta \neq 0^\circ$ führt. Leider ist der Ort dieses Kreuzungspunktes wieder variabel mit dem Abstand a (Spiegel-Hauptebene) und somit auch zur Kombination aus Winkel β und Lateralversatz Δs . Für den Fall dass $a = 200 \text{ mm}$ beträgt, ergibt sich dieser optimale Abstand für das gewählte Objektiv bei $c_{\text{maxM}} \approx 16,7 \text{ mm}$ hinter der Fokusebene (vgl. Gleichung 4.8). Damit liegt der Kreuzungspunkt vor der doppelten Brennweite, was zu einer Verkleinerung des Bildfeldes

führt.

$$c_{\max M} = \frac{f_{\text{eff}}}{\left(\frac{a}{f_{\text{eff}}} - 1\right)} \quad (4.8)$$

$$d' = \frac{d \cdot c}{f_{\text{eff}}} \quad (4.9)$$

Nach Gleichung 4.9 ergibt sich ein Strahlbündeldurchmesser im Kreuzungspunkt $d' = 1,67 \text{ mm}$, welcher den verwendeten Kamerachip nur teilweise ausleuchtet. Erhöht man c nun wie im Experimentalaufbau auf 50 mm, ergibt sich ein adaptiver Versatz $\Delta s'$, der sich gemäß der folgenden Gleichung 4.10 berechnet. Die Herleitung befindet sich im Anhang C.1 auf Seite 159.

$$\Delta s' = \left(\frac{c \cdot a}{f_{\text{eff}}} - c - f_{\text{eff}} \right) \cdot \tan \beta \quad (4.10)$$

Da sich für $c = f_{\text{eff}}$ der Abbildungsmaßstab im Bildfeld nicht verändert, bleibt d'_{kf} konstant und die Flächen A_1 und A_2 bleiben gleich groß. Dafür ist nun $\Delta s'$ hinter dem Objektiv wesentlich kleiner als Δs an der Hauptebene des Objektivs. Auf diese Weise fällt nun bei gleichem Winkel β der Interferenzkontrast wesentlich größer aus, wobei auch dieser direkt durch den Abstand zwischen Hauptebene und den Spiegeln (a) maßgeblich beeinflusst wird. Auch eine zunehmende Erhöhung von c führt wieder zu einer Abnahme des Interferenzkontrasts. Zur Berechnung von M wird erneut die Gleichung 4.5 verwendet. Für $S = S_1 = S_2$ erfolgt nun eine Anpassung (S' , Gleichung 4.11), sodass Δs durch $\Delta s'$ ausgetauscht werden muss. Außerdem muss beachtet werden, dass d'_{kf} nun von c beeinflusst wird.

$$S' = \frac{\left(\frac{d'_{\text{kf}} \cdot c}{f_{\text{eff}}}\right)^2 \cdot \arccos\left(\frac{\Delta s'}{\left(\frac{d'_{\text{kf}} \cdot c}{f_{\text{eff}}}\right)}\right)}{4} - \frac{\left(\frac{d'_{\text{kf}} \cdot c}{f_{\text{eff}}}\right)^2 \cdot \sin\left[2 \cdot \arccos\left(\frac{\Delta s'}{\left(\frac{d'_{\text{kf}} \cdot c}{f_{\text{eff}}}\right)}\right)\right]}{8} \quad (4.11)$$

Die Fläche eines Speckles auf der CMOS-Matrix berechnet sich gemäß Gleichung 4.12.

$$A' = \frac{\pi \cdot \left(\frac{d'_{\text{kf}} \cdot c}{f_{\text{eff}}}\right)^2}{4} \quad (4.12)$$

Abbildung 4.9 zeigt den wellenlängenabhängigen Kontrastverlauf für eine effektive Brennweite $f_{\text{eff}} = 50 \text{ mm}$ und einen zusätzlichen Tubus zwischen Objektiv und Kamera mit der Länge $c = 50 \text{ mm}$. Ein besonderer Fall ergibt sich für einen Spiegelabstand zwischen Objektiv von Messspiegel mit $a = 100 \text{ mm}$. In diesem objektseitigen Abstand zwischen Spiegel und Hauptebene ergibt sich, dass $\Delta s'$ im Abstand $c = 50 \text{ mm}$ auf der CMOS-Matrix immer gleich null ist. Dies führt dazu, dass der Kontrast in jeder Winkelstellung maximal ist und somit unabhängig vom eingestellten Winkel β . Auch diese Winkelunabhängigkeit des Kontrasts ist im Experiment nachweisbar. Abbildung 4.10 zeigt nun den Einfluss der effektiven Brennweite f_{eff} und der eingesetzten Tubuslänge c auf den wellenlängenabhängigen Kontrast. Dabei wirkt sich der Einsatz eines Objektivs positiv

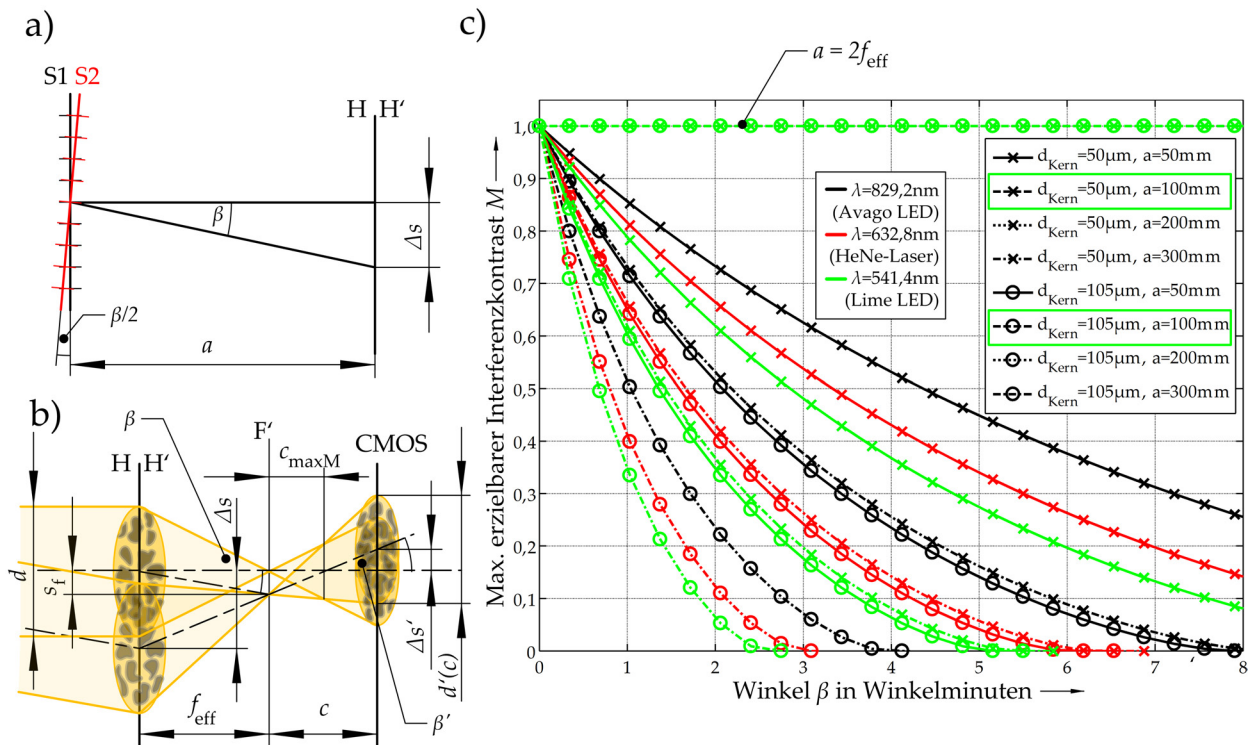


Abbildung 4.9: Erzielbarer Interferenzkontrast bei partiell überlappendem Granulationsmuster hinter einer sammelnden Optik, a) Zusammenhang von lateralem Versatz Δs , Abstand zum Spiegel a und Neigungswinkel β , b) Kenngrößen des abbildenden Systems, c) Kontrastabhängigkeit vom Winkel β für $c = 50 \text{ mm}$ und $f_{\text{eff}} = 50 \text{ mm}$

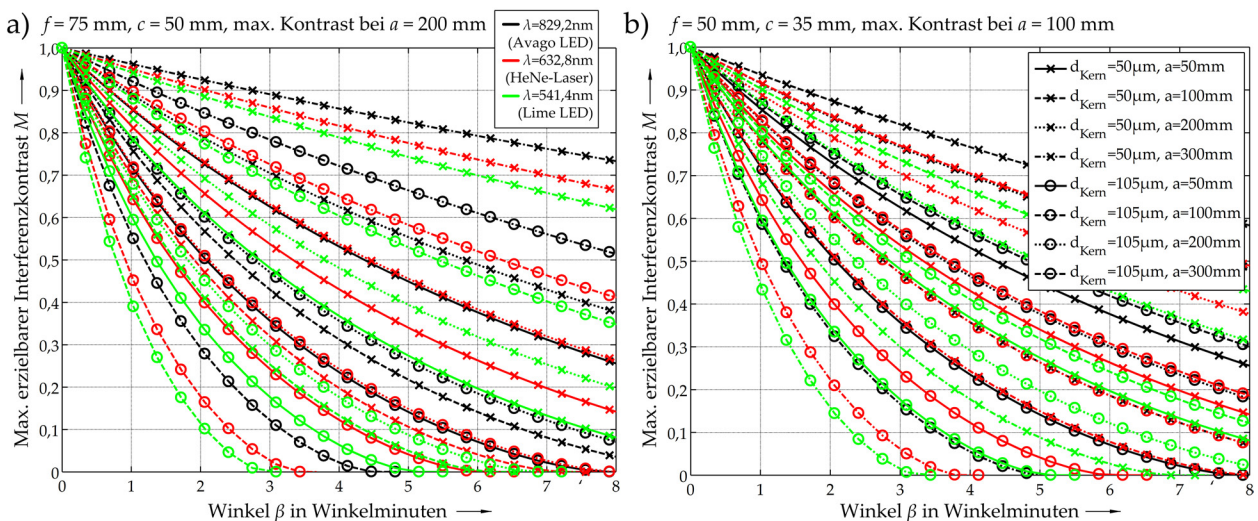


Abbildung 4.10: Erzielbarer Interferenzkontrast bei partiell überlappendem Granulationsmuster hinter einer sammelnden Optik, a) für $c = 50 \text{ mm}$ und $f_{\text{eff}} = 75 \text{ mm}$, b) für $c = 35 \text{ mm}$ und $f_{\text{eff}} = 50 \text{ mm}$

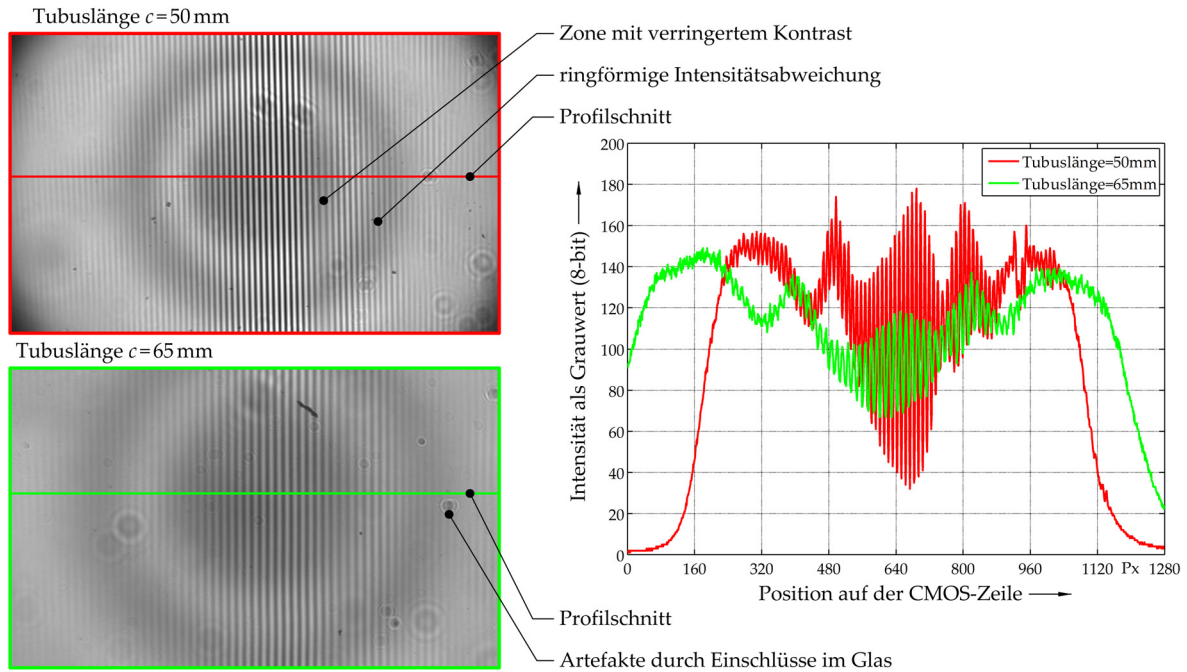


Abbildung 4.11: Interferenzsignaturen bei unterschiedlichen Tubusgrößen im Tandeminterferometer, Intensitätsverläufe für $c = 50$ mm (rot) und $c = 65$ mm (grün)

auf den erzielbaren Kontrast aus (vgl. Abbildung 4.7). Durch eine Vergrößerung der effektiven Brennweite f_{eff} (Abbildung 4.10a) lässt sich der Interferenzkontrast für eine größere Entfernung zwischen Hauptebene und Messspiegel erhöhen. Das Optimum liegt bei $2 \cdot f_{\text{eff}} = a$. Ebenso führt eine Verkleinerung der Tubuslänge c zu einer Verbesserung des Interferenzkontrasts für bestimmte Abstände a (Abbildung 4.10b). Dabei muss jedoch beachtet werden, dass damit der Abbildungsmaßstab auf der CMOS-Matrix kleiner wird. Ein optimaler Kontrast $M = 1$ bei $a = 300$ mm ergibt sich somit für $f_{\text{eff}} = c = 150$ mm.

4.2.3 Untersuchung und Optimierung der Weißlichtsignaturen

Auf Grundlage dieser theoretischen Betrachtungen kann nun der Kontrast der Weißlichtsignaturen im Michelson-WLI mit Multimode-LWL-Kopplung der Lichtquelle gezielt optimiert werden. Bei der Betrachtung der Weißlichtsignaturen im Tandeminterferometer aus Kapitel 3 fällt jedoch auf, dass hier bereits deutlich bessere Kontraste bei schmalen Interferenzstreifen erzielbar waren. Allerdings waren auch hier Einflüsse der Tubuslänge c auf den Interferenzkontrast zu beobachten. Abbildung 4.11 zeigt reale Interferenzsignaturen im Tandem-WLI einschließlich einer Reduzierung des Interferenzkontrasts, welcher sich durch einen vergrößerten Tubusabstand von $c = 50$ mm auf $c = 65$ mm einstellt. Die Ursache für diesen Effekt der Kontrastminderung wird durch die zunehmende relative Verschiebung der wellenlängenabhängigen Speckle-Bilder erzeugt. Die Interferenzbilder in der Abbildung 4.11 zeigen überraschenderweise einen relativ hohen Kontrast. Trotz einer sehr großen Strecke $a = 300$ mm und einem Neigungswinkel $\beta \approx 0,8^\circ$ entsteht der hohe Kontrast auch in diesem feinen Streifenbild (Streifenbreite $\approx 50 \mu\text{m}$). Für eine Erklärung dieses

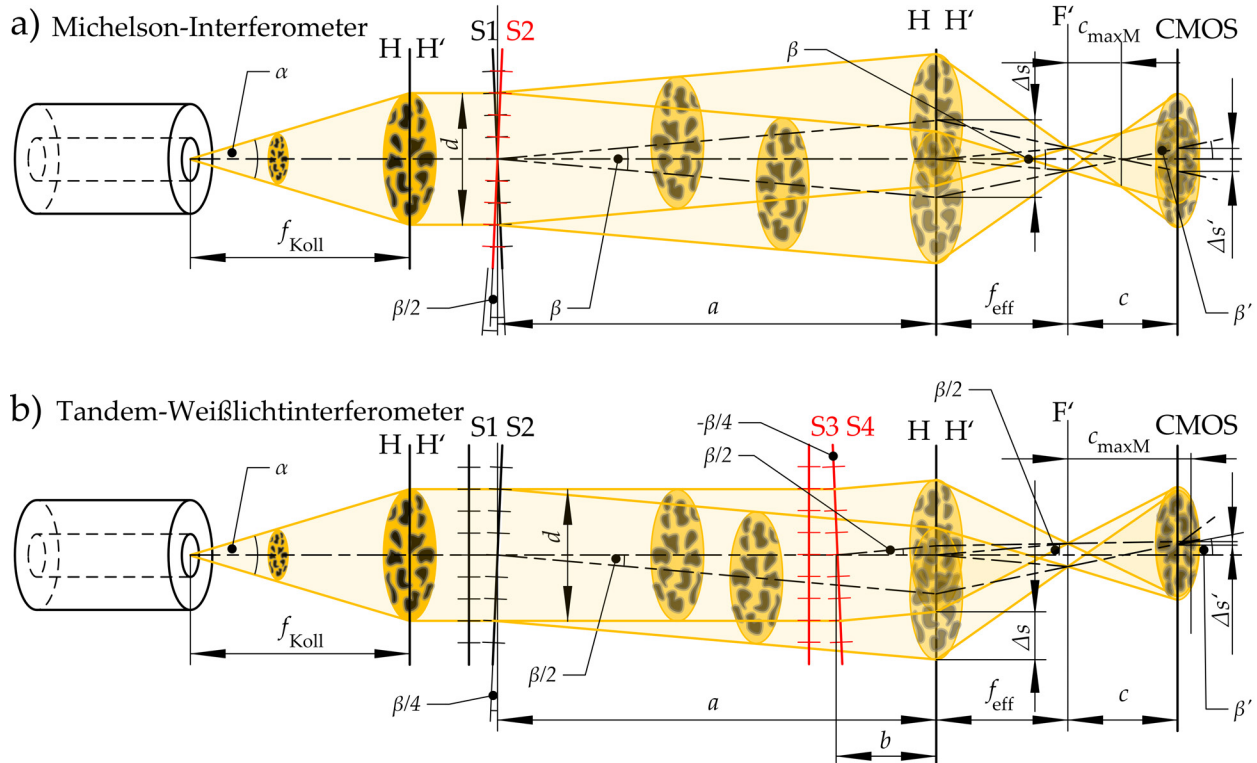


Abbildung 4.12: Optische Abbildung von Granulationsmustern aus Multimode-LWL, Teil III, a) projizierter Versatz $\Delta s'$ der Granulationsmuster im Michelson-Interferometer mit Objektiv und symmetrischer Spiegelneigung, b) projizierter Versatz $\Delta s'$ der Granulationsmuster im Tandeminterferometer mit Objektiv

Unterschieds gegenüber dem Michelson-WLI muss die optische Abbildung am Tandem-WLI betrachtet werden (vgl. Abbildung 4.12b).

Gegenüber dem Michelson-Interferometer lässt sich hier nicht nur für einen Teilstrahl ein Neigungswinkel β mit zugehörigem Lateralversatz Δs an der Hauptebene des Objektivs erzeugen, sondern konstruktionsbedingt zusätzlich auch mit dem zweiten Teilstrahl. Dabei ergibt sich der Neigungswinkel $\beta = \beta/2 + \beta/2$ aus der Summe der entgegengesetzten Winkelneigungen der Spiegel $S2$ und $S4$. Spiegel $S4$ steht nun zusätzlich deutlich näher zur Hauptebene des Objektivs, was trotz gleichem Winkelversatz $\beta/2$ zwischen Strahlrichtung und optischer Achse in einem reduzierten Lateralversatz Δs der Speckle-Bilder an der Hauptebene resultiert. Dies wird jedoch ausschließlich durch eine geschickte Justage beider Spiegel $S2$ und $S4$ zueinander erreicht. Der Neigungswinkel β muss sich innerhalb einer Ebene der optischen Achse ergeben und die Neigungswinkel sollten über beide Teilstrahlen gleichmäßig aufgeteilt sein. In der Folge erfährt der optimale Tubusabstand c_{maxM} eine Vergrößerung. Dieser Schnittpunkt beider Teilstrahlen ist der bildseitige Ort, an welchem beide Speckle-Bilder ohne Versatz übereinander liegen. Der bildseitige Lateralversatz ist dann $\Delta s' = 0$ und es wird somit der maximal mögliche Kontrast erzielt. Genau dies ist nach der Justage des Tandeminterferometers bei den Aufnahmen in Abbildung 4.11 der Fall. Eine geänderte Tubuslänge c führt bei gleichbleibenden Winkelverhältnissen wieder zu einer Entfernung von c_{maxM} und der Interferenzkontrast sinkt. Abbildung 4.12a beweist hingegen für das Michelson-Interferometer, dass bei einer symmetrischen Neigungswinkelaufteilung zwischen

Tabelle 4.1: Experimentelle Bestimmung des erzielbaren Interferenzkontrasts im Michelson-Interferometer, $\lambda_m = 541,4 \text{ nm}$, $c = 50 \text{ mm}$, $f_{\text{eff}} = 50 \text{ mm}$, $d_{\text{Kern}} = 50 \mu\text{m}$

a	Streifen		ohne Objektiv		mit Objektiv	
	n	β	M_{soll}	M_{ist}	M_{soll}	M_{ist}
100 mm	4	1,49'	0,48	0,43	1	0,53
	6	2,24'	0,32	0,28	1	0,55
	8	2,98'	0,20	0,17	1	0,48
	10	3,73'	0,11	0,10	1	0,55
	12	4,47'	0,04	0,07	1	0,52
150 mm	4	1,49'	0,32	0,33	0,70	0,50
	6	2,24'	0,15	0,14	0,58	0,48
	8	2,98'	0,04	0,05	0,48	0,43
	10	3,73'	n.d. in \mathbb{R}	(-)	0,40	0,33
	12	4,47'	n.d. in \mathbb{R}	(-)	0,32	0,32
200 mm	4	1,49'	0,20	0,08	0,48	0,43
	6	2,24'	0,04	0,05	0,32	0,33
	8	2,98'	n.d. in \mathbb{R}	(-)	0,20	0,28
	10	3,73'	n.d. in \mathbb{R}	(-)	0,11	0,13
	12	4,47'	n.d. in \mathbb{R}	(-)	0,04	0,07

beiden Teilstrahlen der Lateralversatz $\Delta s'$ unverändert bleibt.

In den Messungen ist immer ein größtmöglicher Interferenzkontrast anzustreben, da dieser für einen größeren Signal-Rausch-Abstand sorgt. Gleichzeitig soll aber auch die Fläche der CMOS-Matrix voll ausgenutzt werden, um die Signatur mit einer möglichst großen Ortsauflösung abzutasten. Da es nicht möglich ist, sowohl den Interferenzkontrast der Signatur als auch die Ortsauflösung der Signatur gleichzeitig zu maximieren, muss ein Kompromiss gefunden werden. Dieser Kompromiss sieht in den bestehenden Versuchsaufbauten eine Tubuslänge von 65 mm in Kombination mit einem 50 mm-Objektiv vor. Dazu muss der Neigungswinkel zwischen Referenzstrahl und Messstrahl verkleinert werden. Dies führt gleichzeitig zu einer Verbreiterung der Interferenzstreifen, was für eine Phasenauswertung des harmonischen Signalanteils in der Signatur optimal ist. Allerdings passt dadurch nicht mehr die komplette Weißlichtsignatur auf die CMOS-Zeile. Die Signatur wird nur noch mit fünf bis sieben Interferenzordnungen abgebildet und wird somit gefenstert erfasst. Dies führt zu einer Herausforderung bei der Bestimmung der nullten Interferenzordnung innerhalb der Signatur und erfordert eine vollständige Auswertung der Signatur über mehrere Einzelbilder, was eine Anpassung des Auswertalgorithmus erforderlich macht.

Zum gesicherten Nachweis des erreichbaren Interferenzkontrasts unter Verwendung einer LED-Lichtquelle mit Multimode-LWL wurden verschiedene Messungen mit dem Michelson-WLI durchgeführt, da es deutlich einfacher aufgebaut ist und es keine Wechselwirkungen zwischen den individuellen Winkelstellungen der Spiegel auf den Interferenzkontrast gibt. Der erreichbare Interferenzkontrast ergibt sich aus dem Differenzwinkel β zwischen Referenz- und Messstrahl. Der Winkel β wird aus der Anzahl der Streifen zurückgerechnet. Die Anzahl der Streifen bietet somit eine einfache Möglichkeit, den Winkel β gezielt einzustellen. Dabei gilt Gleichung 4.13 in

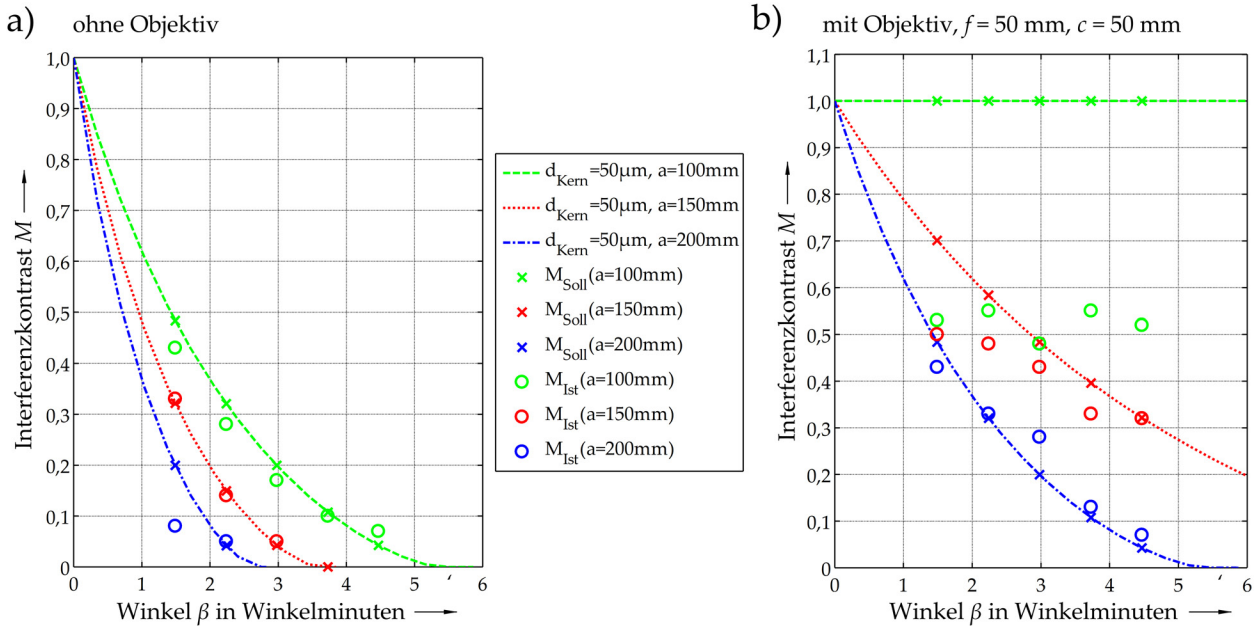


Abbildung 4.13: Untersuchungsergebnisse zum maximal erzielbaren Interferenzkontrast: a) Kontrast ohne Objektiv, b) Kontrast mit Objektiv

Anlehnung an Gleichung (3.8) auf Seite 62.

$$\beta = \arctan \left(\frac{n \cdot \lambda}{2 \cdot d} \right) \quad (4.13)$$

Der Parameter n gibt die Anzahl ganzer Streifen an, während $d = 5 \text{ mm}$ für den Durchmesser des kollimierten Lichtstrahls steht. In Tabelle 4.1 werden die ermittelten Interferenzkontraste M_{Ist} mit den theoretischen Soll-Werten M_{Soll} verglichen. Der Vergleich mit den theoretischen Kurven ist grafisch in Abbildung 4.13 dargestellt. Die Einzelbildaufnahmen zu den errechneten Interferenzkontrastwerten sind in Abbildung 4.14 dokumentiert. So lässt sich für den Fall mit Objektiv zeigen, dass für $a = 100 \text{ mm} = 2f_{\text{eff}}$ der Kontrast mit zunehmenden Neigungswinkel β konstant bleibt, wenn auch der real erzielbare Kontrast durch weitere Einflüsse deutlich unter eins liegt. Ohne Objektiv decken sich die simulierten und gemessenen Werte sehr gut. Der Kontrast nimmt sowohl mit zunehmendem Spiegelneigungswinkel β als auch mit zunehmendem Abstand zwischen Spiegel und CMOS-Sensor ab. Für den Fall $a = 100 \text{ mm}$ zeigt sich jedoch, dass sich mit zunehmendem Neigungswinkel β ein höherer Kontrast einstellt, als zuvor berechnet. Dies ist auf die Tatsache zurückzuführen, dass sich auch benachbarte Speckle im Bild erneut überlappen. Somit ist die Interferenzbedingung wieder partiell erfüllt. Im mathematischen Modell sind zunehmende Überlagerungen benachbarter Speckle nicht vorgesehen, sondern nur die Abnahme der Überdeckung gleicher Speckle beider Teilstrahlen. Bei der Durchführung des Versuchs mit Objektiv ergeben sich ebenfalls Abnahmen des Interferenzkontrasts bei zunehmendem Spiegelneigungswinkel β und zunehmendem Spiegelabstand a zur Hauptebene des Objektivs. Im Vergleich der beiden Diagramme für die Fälle ohne und mit Objektiv bestätigt sich, dass der erzielbare Kontrast für gleiche Neigungswinkel β bei Verwendung eines Objektivs deutlich höher liegt.

Die Abweichungen im Kontrast zwischen der theoretischen Betrachtung und den Messungen

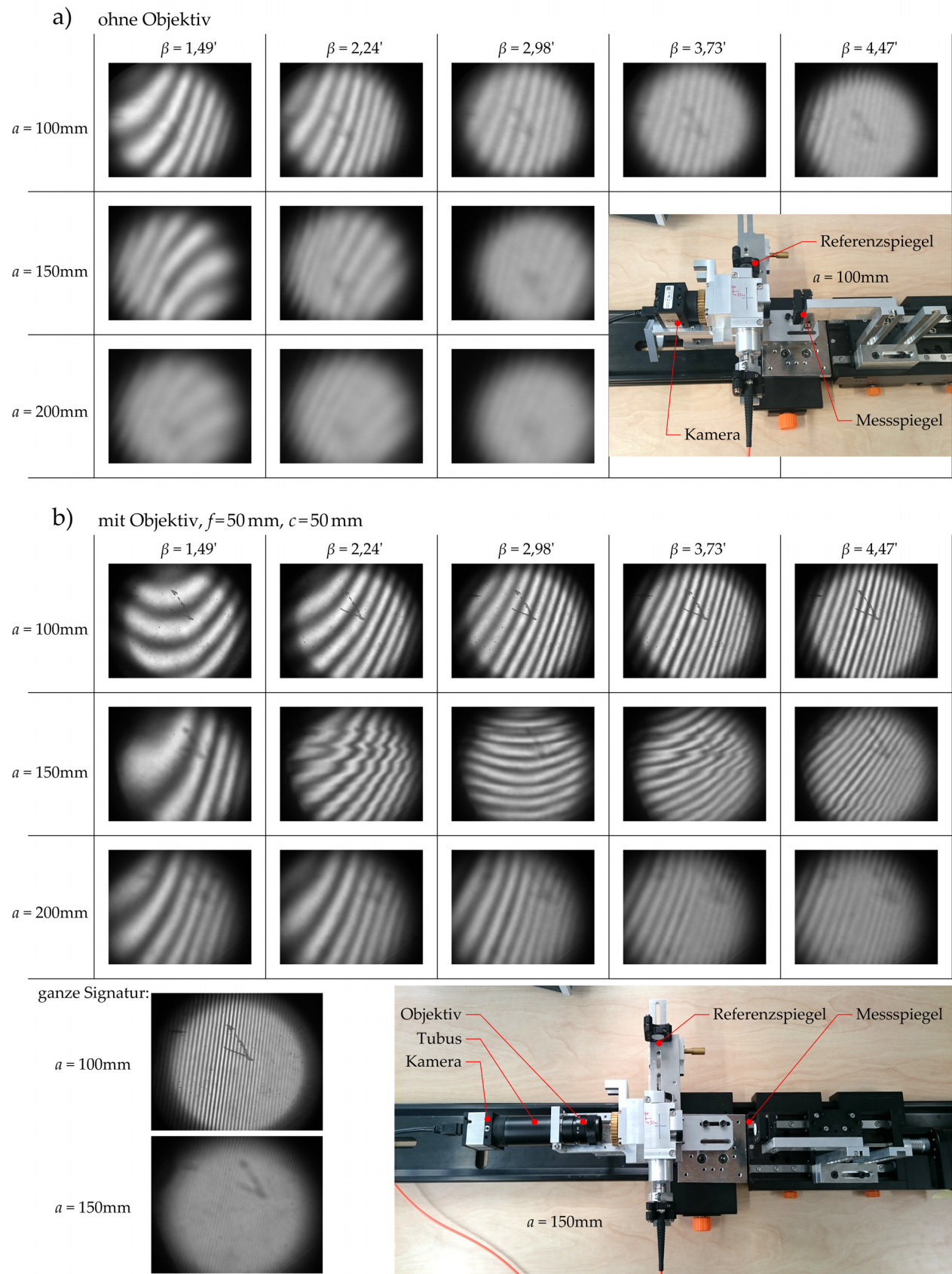


Abbildung 4.14: Erzielbarer Kontrast im Weißlichtinterferometer: a) Kontrast ohne Objektiv, b) Kontrast mit Objektiv

ergeben sich durch verschiedene systematische und zufällige Fehlereinflüsse auf die Messergebnisse. Während die blaue Kurve ($a = 200 \text{ mm}$) und die rote Kurve noch relativ gut getroffen sind, stagnieren die Ergebnisse für die grüne Kurve ($a = 2f_{\text{eff}} = 100 \text{ mm}$) bei etwa $M = 0,55$. Einer der Hauptgründe liegt in der nichtlinearen Empfindlichkeit der CMOS-Kamera. Eine doppelte Beleuchtungsstärke führt nicht zu einer Verdopplung des ausgegeben Grauwerts. Höhere Intensitäten werden in ihrem Grauwert unterbewertet, was zu einer Kontrastminderung der CMOS-Matrix führt (systematischer Einfluss). Der Kontrast wird weiterhin durch eine nicht ideale Kollimation des Strahlenbündels verringert. Hinzu kommt die ungleichmäßige Ausleuchtung der Sensorfläche in Kombination mit einer variablen Lage der nullten Interferenzordnung. Liegt die nullte Ordnung nicht genau mittig im Zentrum des Lichtspots, entsteht ebenfalls eine Verringerung des Streifenkontrasts. Die zufälligen Abweichungen betreffen auch die Annahmen des theoretischen Modells. So ist die Lage der Hauptebene des Objektivs nicht exakt bestimmbar. Gleiches gilt für den gemessenen rückseitigen Abstand zwischen Hauptebene und CMOS-Matrix. Reale Speckle sind gegenüber der Modellbildung nicht kreisrund und weisen variierende Durchmesser auf. Dieser Umstand führt zunächst mit zunehmendem Neigungswinkel β zu einer stärkeren Abnahme des Kontrasts und ab einem bestimmten Winkel zu einem Umschlagen in einen flacheren Kurvenverlauf (Überlappung benachbarter Speckle). Eine zusätzliche Dämpfung des Interferenzkontrasts liegt auch darin begründet, dass das Intensitätsverhältnis von Mess- und Referenzstrahl aufgrund von kleinen Abweichungen in der Justage nicht exakt 50:50 beträgt. Weiterhin wirkt sich das Rauschen der Kamera und Abweichungen bei der Polarisation des Lichts auf das Ergebnis aus. Einer der größten zufälligen Fehlereinflüsse ist jedoch das Einstellen und Bestimmen des Winkels β . Der Winkel wird im Experiment lediglich über die Anzahl zählbarer Streifen ermittelt, wobei die Streifenbreite schon aufgrund der Formabweichungen am Spiegel und durch die nicht optimale Kollimation des Strahlenbündels über das Bildfeld hinweg variiert.

Trotz der relativ großen Unsicherheiten beim quantitativen Nachweis der Theorie beweist das Experiment qualitativ die hergeleiteten systematischen Zusammenhänge zwischen erzielbarem Kontrast und Specklebildung beim Einsatz von Multimode-LWL in der Weißlichtinterferometrie. Aus diesen systematischen Zusammenhängen ergeben sich nachfolgend Forderungen.

Für einen sicher auswertbaren Kontrast sollte immer ein Objektiv im Strahlengang vor der CMOS-Matrix eingebracht werden. Die Matrix selbst muss, wenn möglich, im optimalen Abstand $c_{\text{max}M}$ (Gleichung 4.8) hinter der objektivrückseitigen Brennebene positioniert werden. Dabei ist zu beachten, dass dies zu einer Verkleinerung des Bildfeldes führt, wenn der vorderseitige Abstand zwischen Spiegel und Hauptebene vergrößert wird. Alternativ muss für den gegebenen Spiegelabstand a ein praktisch nutzbarer Kompromiss aus effektiver Brennweite f_{eff} und der Tubuslänge c gefunden werden, ohne das nutzbare Bildfeld der CMOS-Matrix zu sehr zu beschneiden. Die Erzeugung einer auswertbaren Signatur stellt also immer einen Kompromiss aus voller Ausleuchtung der verwendeten CMOS-Matrix, einem möglichst langen Freistrahl mit möglichst hoher Intensität (großer Mess- und Referenzarm für große Arbeitsabstände bzw. große Kavitätslängen) und einem verwertbaren Interferenzkontrast dar. Dieser Kompromiss bedeutet in der Praxis den Zwang zur Verwendung einer lediglich gefensterten Signatur, deren Form, Größe und Kontrast es wiederum zu optimieren gilt.

4.3 Messwerterfassung bei großen Schrittweiten

Die in Abschnitt 3.7 vorgestellten Algorithmen zur Erfassung der Nullposition stellen den Ausgangspunkt für die Anpassung an die Kavitätslängenmessung mittels polarisationsoptischen Michelson-WLI dar. Aus Gründen der sehr hohen Anforderungen an die Rechenleistung der verwendeten Hardware soll dabei auf eine Auswertung mittels Kreuzkorrelation verzichtet werden. Hinzu kommt, dass bei der Kreuzkorrelation die synthetische Signatur der realen Signatur möglichst ähnlich sein sollte, was aufgrund einer ständigen Formänderung der realen Signatur, je nach angetasteter Position der Kavitätsinnenflächen (windschiefe Ausrichtung zueinander), nicht zu realisieren ist. Zusätzlich steht im Michelson-WLI aus Gründen der kontrastbegrenzenden maximalen Spiegelneigung immer nur ein Ausschnitt der auszuwertenden Interferenzsignatur zur Verfügung (Fensterung über fünf bis sieben Streifen). Es muss daher ein an die neuen Anforderungen angepasstes Verfahren zur Auswertung der Signaturposition entwickelt werden. Gesucht ist auch ein Algorithmus, mit dem das Interferometer selbstständig die Positionen der beiden zu erfassenden Signaturen findet, um die Antastung der Kavitätsinnenflächen für Mehrfachmessungen zu automatisieren.

Der gewählte Ansatz sieht die Auswertung ausgewählter Wellenzahlen im Frequenzspektrum der Weißlichtsignatur vor (vgl. dazu auch [94]). Nach der FFT einer gesamten Zeile der CMOS-Matrix wird gezielt ein bestimmter Teil der Wellenzahlen in dieser Zeile erfasst und aufaddiert (vgl. Abbildung 4.15). Es handelt sich dabei um eine statische Erfassung der gefensterten Weißlichtsignatur in einer Einzelbildaufnahme. Es werden nur die Wellenzahlen in der FFT betrachtet, die zur Anzahl der Interferenzordnungen innerhalb des gefensterten Bereichs der Signatur passen. Die Fensterbreite der Signaturabtastung ergibt sich aus der Interferenzstreifenbreite und der Zeilenbreite (z.B. 6 Streifen bzw. Interferenzordnungen über 1280 Pixel). Dieser betrachtete Bildausschnitt entspricht einer rechteckförmigen Apodisierungsfunktion, mit welcher die abgetastete Signatur an verschiedenen Stellen gefaltet wird. Je breiter die Interferenzstreifen, desto kleiner ist das Abtastfenster relativ zur gesamten Weißlichtsignatur, mit dem diese erfasst wird. Gleichzeitig korrelieren die zu betrachtenden Wellenzahlen innerhalb des Signalfensters exakt mit den größten Amplituden im Frequenzspektrum. Aus der Wellenzahl mit der größten Amplitude lässt sich nahezu direkt auf die Anzahl der Interferenzstreifen im Bildbereich schließen. Die Phase dieser Wellenzahl ist natürlich auch für eine exakte Positionsauswertung innerhalb einer Periode nutzbar [78], allerdings muss auch hier eine Kopplung mit einem charakteristischen Punkt (z.B. Wendepunkt) innerhalb der Einhüllenden bestehen, um Phasensprünge zu verhindern. Aufgrund der Fensterung und der im Unterabschnitt 3.6.2 beschriebenen Verzerrungen der Signatur ergeben sich auch bei den benachbarten Wellenzahlen (benachbarte Frequenzanteile) große Amplituden. Der Amplitudenbetrag wird direkt und mit einer hohen Empfindlichkeit durch den im Interferenzbild vorherrschenden Kontrast beeinflusst. Daher liegt es nahe, diesen Wert für die Positionsauswertung zu nutzen, da nur dann der Amplitudenwert maximal ist, wenn der Interferenzkontrast im Fenster auch maximal ist. Dies gilt für den Fall, dass sich die nullte Interferenzordnung der Weißlichtsignatur genau mittig im Abtastfenster befindet. Nachteil dieser statischen Auswertungsmethode ist wie zuvor, dass man die Lage des angetasteten Spiegels lediglich über eine vertikal zu den Zeilen verlaufenden Höhenlinienzug und nicht als topologische Fläche erfasst. Trotzdem ist eine Vielzahl

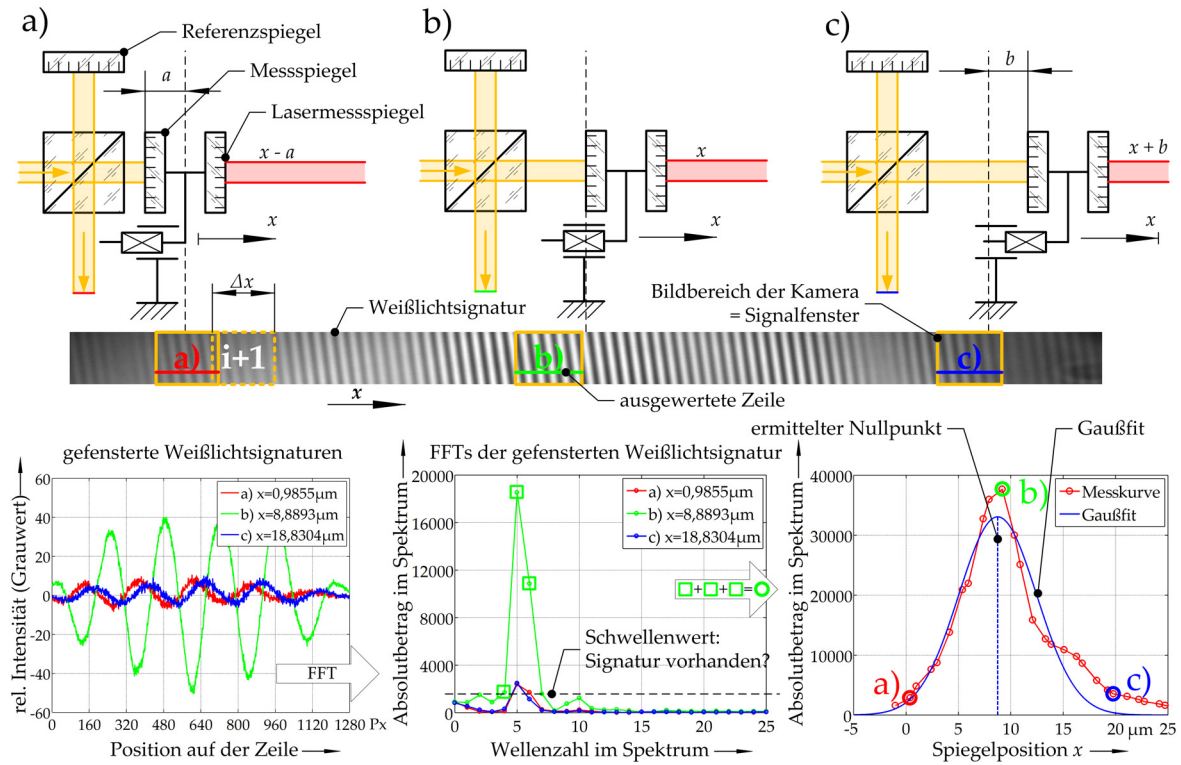


Abbildung 4.15: Weißlichtsignaturverarbeitung bei großen Schrittweiten, x beschreibt die vom Laserinterferometer relativ gemessene Verschiebung des Messspiegels

an ausgewerteten Einzelbildern Voraussetzung, um hinreichend viele Stützstellen für den Amplitudenverlauf der Wellenzahlen zu berechnen. Der eigentliche Nullpunkt wird anschließend durch einen Fixpunkt in der Kurvenflanke bestimmt (vgl. [80]) oder über eine Gaußkurve erfasst, welche mittels einer Regression in den gemessenen Kurvenverlauf der Wellenzahlamplitude eingepasst wird. Das berechnete Maximum dieser Gaußkurve ergibt dann den Nullpunkt (vgl. Kavitätslängenmessung, Abschnitt 4.6). Dies geschieht unter der Annahme, dass das Spektrum der Lichtquelle in Näherung einer Gaußverteilung entspricht.

In den durchgeführten Voruntersuchungen zum realisierten Algorithmus wird zunächst im polarisationsoptischen Michelson-WLI anstelle einer Kavität ein Spiegel verwendet, um mittels der symmetrischen Anordnung den für die eingestellte Streifenbreite maximalen Interferenzkontrast zu erzielen. Die Reproduzierbarkeitsmessung zur Nullposition der Interferenzsignatur entspricht der Vorgehensweise aus Abschnitt 3.7, bei der der bewegte Messspiegel durch den Kohärenzbe-
reich geschoben wird. Die Spiegelposition x wird wieder mittels Laserinterferometer erfasst. Die nun gefensterte Signatur auf der CMOS-Matrix wird nun jedoch über den Amplitudenverlauf der Wellenzahlen ausgewertet. Dabei wird auf einen festen Amplitudenwert in der steigenden Flanke zwischen zwei Stützstellen interpoliert, der wiederum einer Spiegelposition x zugeordnet wird. Im Gegensatz zur Variante mit Gaußfit, welche bei allen folgenden Kavitätslängenmessungen zum Einsatz kommt, ermittelt sich somit ein Positionswert für den virtuellen Nullpunkt des Interferometers aus lediglich zwei Stützstellen. Der Gaußfit bezieht sich dagegen auf mindestens 30 Stützstellen, was in den Experimenten zur Kavitätslängenmessung noch zu einer Verbesserung der Reproduzierbarkeit und zur Verringerung der Messunsicherheit beiträgt. Gleichung 4.14

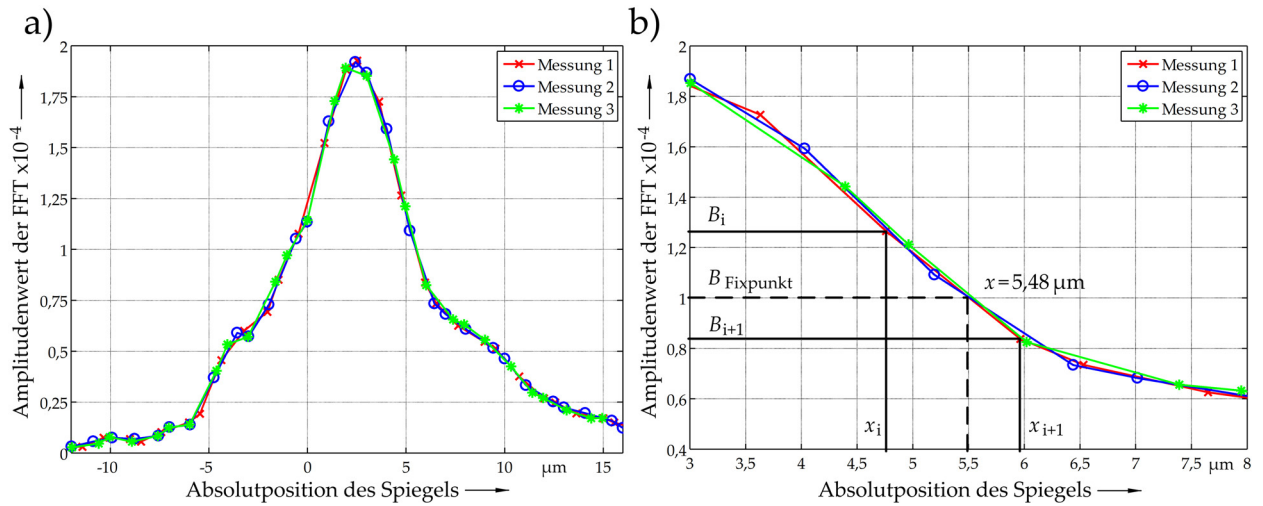


Abbildung 4.16: Erfassung der Spiegelposition im Experiment, Michelson-Interferometer, $\lambda_m = 829,2 \text{ nm}$, a) Aufgetragene FFT-Amplitudenwerte aus drei Messungen, b) Ausschnitt aus a), vgl. [80]

beschreibt die Interpolation der Spiegelage.

$$x_{\text{Spiegel}} = \left(\frac{x_{i+1} - x_i}{B_{i+1} - B_i} \right) \cdot (B_{\text{Fixpunkt}} - B_i) + x_i \quad (4.14)$$

Dabei sind x_i und x_{i+1} zwei in der Messung aufeinanderfolgende Messwerte des eingebundenen Laserinterferometers, welches die Relativposition des Spiegels misst. Die Variablen B_i und B_{i+1} beschreiben die zu den Spiegelpositionen zugehörigen FFT-Beträge (Absolutbetrag im Spektrum, vgl. Abbildung 4.15) einer Zeile. Dabei ist B_{Fixpunkt} ein für den Algorithmus zuvor festgelegter Schwellwert. Zunächst muss i bestimmt werden. Es gilt $B_i > B_{\text{Fixpunkt}} = 10000 > B_{i+1}$, was eine Position in der fallenden Flanke der FFT-Betragskurve des Interferenzbilderstapels darstellt. Diese Position wurde gewählt, da sich an dieser Stelle die Messkurven aus mehreren Messreihen besonders gut überlappen (vgl. Abbildung 4.16). Die Lage des Spiegels wird wiederholt ($n = 10$) erfasst. Ohne Wartezeit zwischen den einzelnen Messkurven ergibt sich mit dem Interpolationsalgorithmus eine Erfassung der Signaturposition mit einer Messunsicherheit von $u = 14,9 \text{ nm}$ [80]. Bei einer zusätzlichen Wartezeit $t = 100 \text{ s}$ zwischen zwei Messungen erhöht sich die Messunsicherheit auf $u = 30,9 \text{ nm}$. Dies ist auf den hohen Einfluss der sich im Experiment ändernden Umgebungstemperatur unter Laborbedingungen zurückzuführen. Untersuchungen zur Langzeitdrift am Experimentalaufbau ergeben eine kontinuierliche, relative Lageänderung des Spiegels von $\Delta x = 4 \frac{\mu\text{m}}{\text{h}}$, welche mit einer zeitgleich vorhandenen Temperaturerhöhung im Versuchsraum korreliert. Die im Experiment verwendete Hardware (Peripherie, PC) verursacht den kontinuierlichen Temperaturanstieg. Aus diesem Grund werden vergleichende Messungen in Unterabschnitt 4.6.2 an der NMM-1 in einer Umgebung mit kontrollierten Umweltparametern durchgeführt.

4.4 Messaufbau der Kavitätslängenmessung

Der Messaufbau für die Kavitätslängenmessung ist zweigeteilt. Zum einen gibt es das über den metrologischen Rahmen starr mit dem Laserinterferometer verbundene polarisationsoptische Weißlichtinterferometer. Zum anderen befindet sich zwischen beiden Messsystemen die geführte und während der Messung positionierbare offene, optische Kavität aus Glas. Diese besteht aus drei BK7-Quadern in einer gemeinsamen Klemmung (Abbildung C.3, Anhang C.6, S. 169). Der mittlere der drei Glaskörper ist kürzer, wodurch sich von der Seite betrachtet eine U-förmige Anordnung ergibt. Die innenliegenden und nach drei Seiten offenen Flächen der beiden äußeren Quader bilden die Kavität. Die Glaskörper werden in einem Aluminiumrahmen statisch bestimmt geklemmt. Dabei erfolgt die Krafteinleitung auf den Glasverbund über jeweils zwei gegenüberliegende Stege am Rahmen und am Klemmbügel, sodass die Kavität ausschließlich auf Druck beansprucht wird. Die Kraft wird am Hebel über eine Schraube eingestellt und über ein Kugelgelenk zwischen Hebel und Klemmbügel gleichmäßig auf den Glaskörper verteilt. Der Aluminiumrahmen besitzt drei um jeweils 120° zueinander versetzte V-Nuten, die ihren gemeinsamen Schnittpunkt in der projizierten Mitte der optischen Kavität besitzen. Dies gewährleistet bei einer thermischen Beeinflussung von außen, dass die Kavität bei einer thermischen Ausdehnung ihre Relativlage zur Auflage nicht ändert. Das Etalon besitzt eine abgeschätzte Innenlänge $l_i = 10 \text{ mm}$. Die Breite der Glaskörper beträgt $b = 20 \text{ mm}$ und die innere Höhe der Kavität beläuft sich auf $h_i = 10 \text{ mm}$. Damit liegen die Abmessungen innerhalb des maximalen Positionierbereichs der NMM-1-Achsen.

Das eingesetzte Michelson-Weißlichtinterferometer besitzt den in Unterabschnitt 4.1 beschriebenen Aufbau, allerdings mit einer Modifikation (vgl. Abbildung 4.17). Diese Modifikation betrifft die Ausführung des Referenzarms. Da der Messstrahl zunächst den ersten Glaskörper durchlaufen muss, bevor er an der vorderen Innenfläche reflektiert wird, erfolgt bei dieser Transmission eine zusätzliche Dispersion im Messstrahl. Zwischen den spektralen Anteilen des Lichtbündels stellen sich verschiedene Laufzeiten ein, die zu einem Phasenversatz zwischen den Wellenfronten der unterschiedlichen Frequenzanteile im Licht führen. Die Ursache für diese Dispersion liegt in der wellenlängenabhängigen Brechzahl des Glas-Materials (vgl. Unterabschnitt 3.1.1). Der innere Phasenversatz der spektralen Anteile im Messstrahl führt zum Zusammenbruch der zeitlichen Kohärenz mit dem Referenzstrahl. Durch eine entsprechende Ausgleichsplatte identischen Materials und gleicher Dicke des ersten Glaskörpers im Etalon wird die zeitliche Kohärenz wiederhergestellt (vgl. Unterabschnitt 4.2.1). Die Ausgleichsplatte besitzt ebenfalls eine Dicke von 10 mm . Es ergeben sich nun zwei Vorteile dieser Anordnung mit den abschnittsweise linear bzw. zirkular polarisierten, achromatischen Teilstrahlen. Durch die eingebrachte Ausgleichsplatte im Strahlengang gibt es nur zwei Grenzflächen, an denen reflektierte Teilstrahlen überhaupt interferierbar sind. Diese beiden Grenzflächen sind die innenliegenden Flächen des Etalons, die die Kavität aufspannen (siehe Abbildung 4.18). Insgesamt gibt es vier reflektierende Grenzflächen, wobei im Versuch jede eine Reflektivität von $\rho = 4\%$ besitzt. Liegt in diesem Fall die Eintrittsfläche des Etalons in einem Abstand, bei dem die Laufzeiten von Referenzstrahl und Messstrahl gleich groß sind (Abbildung 4.18a), entsteht aufgrund der Dispersion kein Interferenzbild. Die Ursache ist dann wieder die nicht erfüllte Kohärenzbedingung aufgrund der optischen Unsymmetrie durch die Ausgleichsplatte im Referenzarm. Gleiches gilt für den Fall, dass die Etalon-Austrittsfläche am

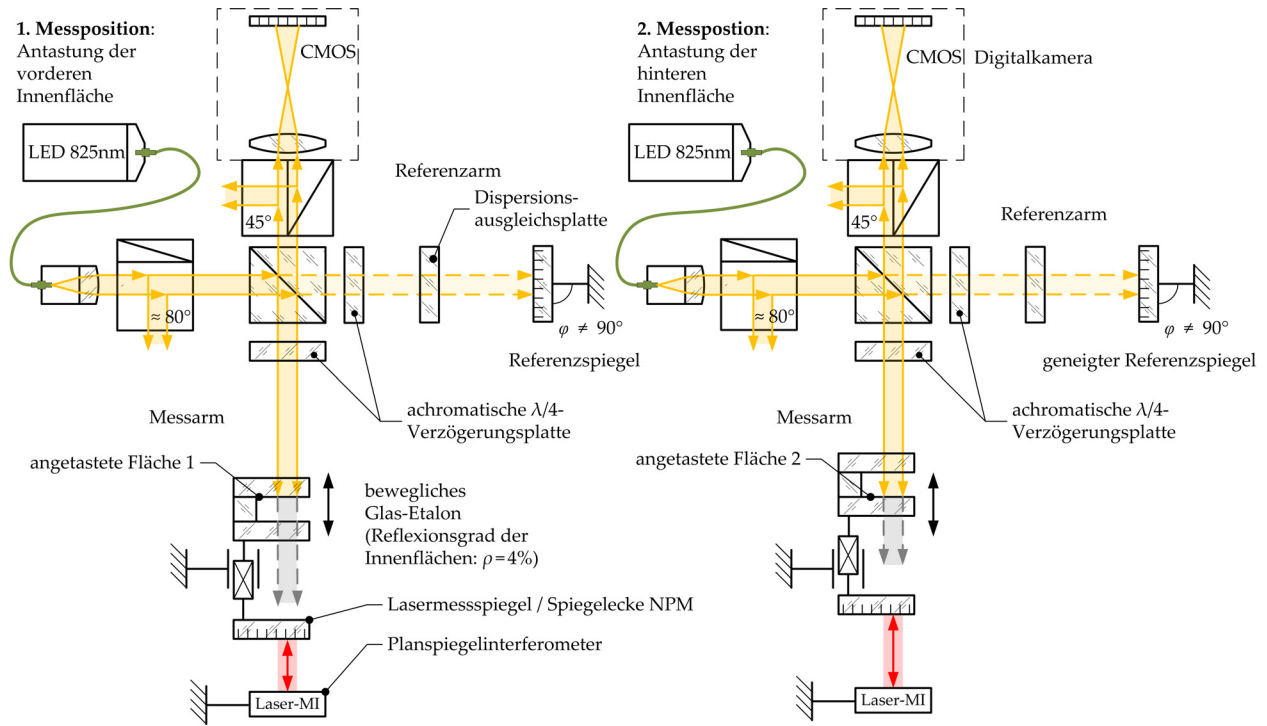


Abbildung 4.17: Optisches Prinzip und Messanordnung der Kavitätslängenmessung, Darstellung beider Antastpunkte

dritten Glaskörper bei einer optischen Totstrecke gleich Null positioniert wird (Abbildung 4.18d). An dieser Stelle würde der Messstrahl zwei zehn Millimeter breite Glaskörper durchlaufen und es würde wieder eine optische Unsymmetrie hinsichtlich der in beiden Interferometerarmen vorhandenen Dispersion entstehen. Dadurch vereinfacht sich die Automatisierung der Kavitätslängenmessung, da die auffindbaren Weißlichtsignaturen zwangsläufig und prinzipbedingt zu den beiden innenliegenden optischen Grenzflächen im Etalon gehören. Diese beiden Signaturen werden ausgewertet und mit dem Laserinterferometer referenziert, um die Länge der Kavität zu bestimmen. Ein weiterer Vorteil der geschaffenen Anordnung liegt darin, dass über den am Interferometereingang platzierten Polarisator (breitbandiger Strahlteilerwürfel) das Verhältnis der Lichtintensität zwischen Referenz- und Messarm einstellbar ist. Dazu muss der Polarisator so gedreht werden, dass das Intensitätsverhältnis im Referenzarm gleich dem Intensitätsverhältnis des reflektierten Teilstrahls mit der gewünschten Phaseninformation im Messarm entspricht (I_{1i} , I_{2i}). Bei vier mit jeweils vier Prozent reflektierenden Grenzflächen im Messarm werden $\approx 15\%$ des Messstrahls zum Interferometer zurückreflektiert (Näherungsgleichung 4.15). Der Rest der Lichtintensität geht verloren, da dieser Teil komplett durch das Etalon transmittiert.

$$\begin{aligned}
 I_{\rho} &\approx I_{1a} + I_{1i} + I_{2i} + I_{2a} \\
 I_{\rho} &\approx 0.04 + 0.04 \cdot 0.96 + 0.04(0.96 - (0.04 \cdot 0.96)) \\
 &+ 0.04 \cdot ((0.96 - (0.04 \cdot 0.96)) - 0.04 \cdot (0.96 - (0.04 \cdot 0.96))) = 15,06\%
 \end{aligned}
 \tag{4.15}$$

Davon entfallen die Teilintensität $I_{1i} \approx 3,8\%$ auf die Reflexion von der innenliegenden Grenzfläche am ersten Glaskörper und die Teilintensität $I_{2i} \approx 3,65\%$ auf die Reflexion von der innenliegenden

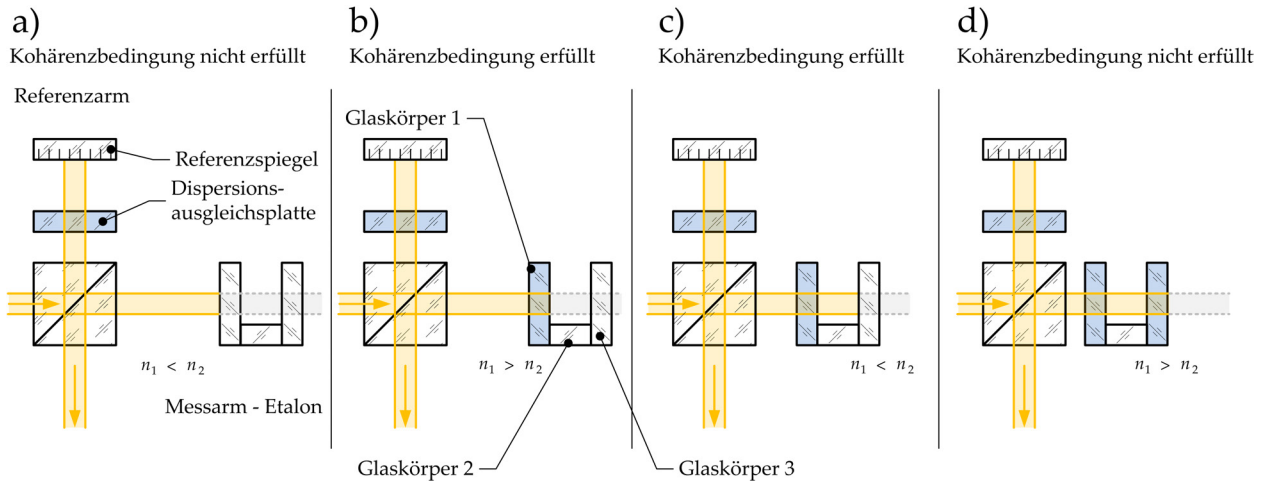


Abbildung 4.18: Antastung optischer Grenzflächen am Etalon, a) Außenfläche am ersten Glaskörper, b) Innenfläche am ersten Glaskörper, c) Innenfläche am dritten Glaskörper, d) Außenfläche am dritten Glaskörper

Grenzfläche am dritten Glaskörper des Etalons. Der Polarisator muss also so eingestellt werden, dass mindestens 96,2 % des Lichts von der Lichtquelle in den Messarm in Richtung Etalon reflektiert werden. Nur maximal $I_s = I_{li} = 3,8\%$ der Gesamtintensität dürfen in den Referenzarm zum Silberspiegel transmittieren. Dadurch ist ein maximaler Kontrast von $M_{\max} \approx 0,4$ erzielbar. Dieser Kontrast ergibt sich aus dem in Gleichung 4.16 gebildeten Verhältnis.

$$M = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (4.16)$$

$$I_{\min} = (I_p + I_s) - (I_{li} + I_s)$$

$$I_{\max} = (I_p + I_s) + (I_{li} + I_s)$$

$$M = \frac{I_{li} + I_s}{I_p + I_s} = \frac{2 \cdot 3,8\%}{15,06\% + 3,8\%} = 40,3\%$$

Bezogen auf die 256 Grauwerte, welche einem einzelnen Pixel der CMOS-Matrix zugeordnet werden, ergibt sich mit diesem theoretisch erreichbaren Kontrast ein auswertbarer Dynamikbereich von etwa 100 Grauwerten, die eine Weißlichtsignatur umfasst.

Die Analyse der messtechnischen Eigenschaften der optischen Kavitätslängenmessung erfolgt in zwei verschiedenen Experimentalanordnungen mit sehr großen Unterschieden hinsichtlich systematischer und zufälliger Fehlereinflüsse. Der erste einfache Versuchsaufbau im Labor verknüpft den Einsatz eines polarisationsoptischen Weißlichtinterferometers mit einer einfachen Linearführung, an der die Glaskavität befestigt ist (Abbildung 4.19). Die Kavität wird durch eine Spindelachse positioniert, wobei eine über die Messsoftware verbundene Steuerung die Position mittels zugehörigem Servomotor ausregelt. Der Positionswert der Führungssteuerung wird nicht weiter verwendet, da die Erfassung der relativen Lageänderung der Kavität ein im Messaufbau integriertes Planspiegel-Laserinterferometer übernimmt. Der gesamte Messaufbau befindet sich in einem unklimatisierten Laborraum und ist direkt umgeben von der Geräteperipherie. Der metrologische Rahmen setzt sich aus verschiedenen Stahl- und Aluminiumlegierungen zusammen.

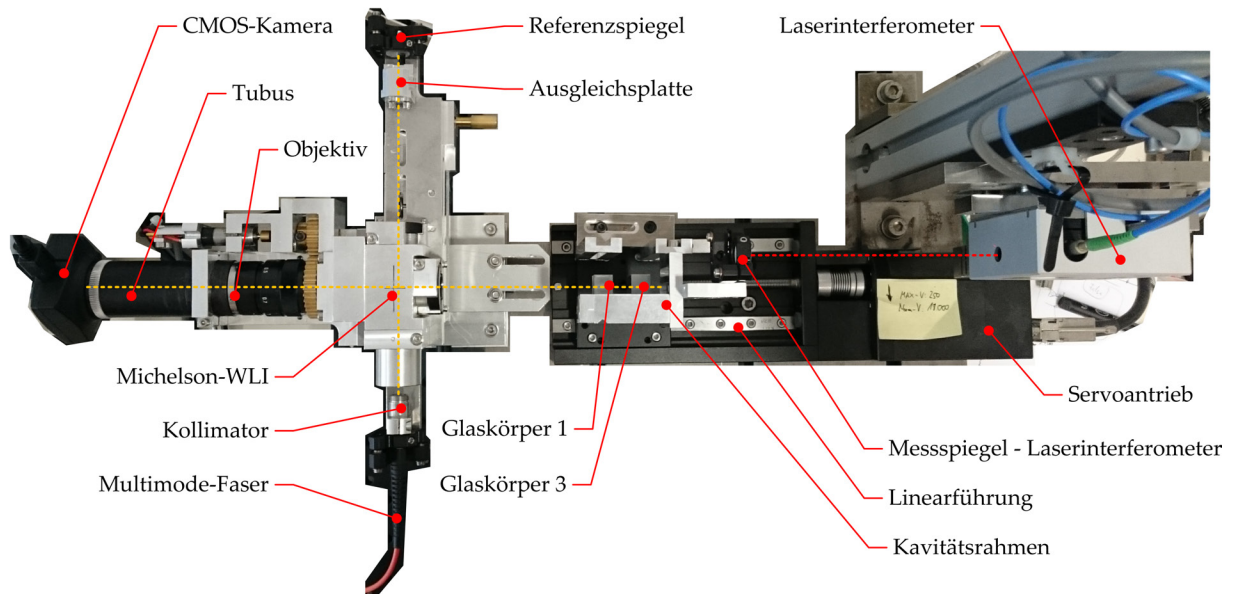


Abbildung 4.19: Experimentalaufbau zur Kavitätslängenmessung mit polarisationsoptischem Michelson-WLI; Glaskavität wird mittels Linearführung und Spindelantrieb positioniert; relative Positionsermittlung mittels Planspiegel-Laserinterferometer

Der Strahl des Weißlichtinterferometers und der Strahl des Laserinterferometers sind nicht fluchtend zueinander angeordnet. Abbe-Fehler erster Ordnung (nur zufälliger Fehlereinfluss) werden demzufolge ebenso nicht vermieden wie systematische und zufällige Einflüsse von Temperaturänderungen. Eine solche Anordnung ist für die Messung mit höchster Präzision nicht geeignet. Diese hat im Kontext dennoch ihren Zweck, da diese Anordnung die einfache und schnelle optische Messung in einem industriellen Umfeld mit räumlicher Flexibilität nachbildet und simuliert. Es ist vor dem Versuch unklar, inwieweit unter diesen ungünstigen Messbedingungen überhaupt eine Justierung des Weißlichtinterferometers möglich ist, wie groß die Messunsicherheiten und Reproduzierbarkeiten der Messergebnisse mit dieser Messanordnung ausfallen und wie die Langzeitstabilität der Anordnung und die damit einhergehende Wiederholbarkeit der Messung aussieht. Dieses Experiment stellt den Versuch dar, abzubilden, ob und mit welcher Qualität eine optische Messung zu diesen unkontrollierten Bedingungen durchführbar ist.

Die zweite Anordnung erfüllt Anforderungen für hochpräzise Längenmessungen. Das polarisationsoptische Weißlichtinterferometer wird dazu über einen speziellen Justieraufsatz am metrologischen Rahmen der Nanopositionier- und Messmaschine NMM-1 befestigt (Abbildung 4.20). Der Messstrahl des Michelson-WLI ist fluchtend zum Messstrahl des Laserinterferometers der x -Achse ausgerichtet. Beide Interferometer stehen sich direkt gegenüber. Ein Glasquader aus Zerodur der Spiegelecke trennt beide jedoch optisch voneinander. Die Messmaschine befindet sich auf einem schwingungsgedämpften Tisch. Die gesamte Einheit ist mit einer temperierbaren Klimahaube umschlossen. Die Innenwände der Klimahaube sind komplett mit Kupferplatten verkleidet. Auf der von der Maschine abgewandten Seite der Kupferplatten wird Kühlwasser durch angebrachte Kupferrohre geleitet. Die zugehörige Temperiereinheit steht in einem vom Labor abgetrennten Nebenraum. Die Einheit zur Temperierung des umlaufenden Wassers regelt dessen Temperatur

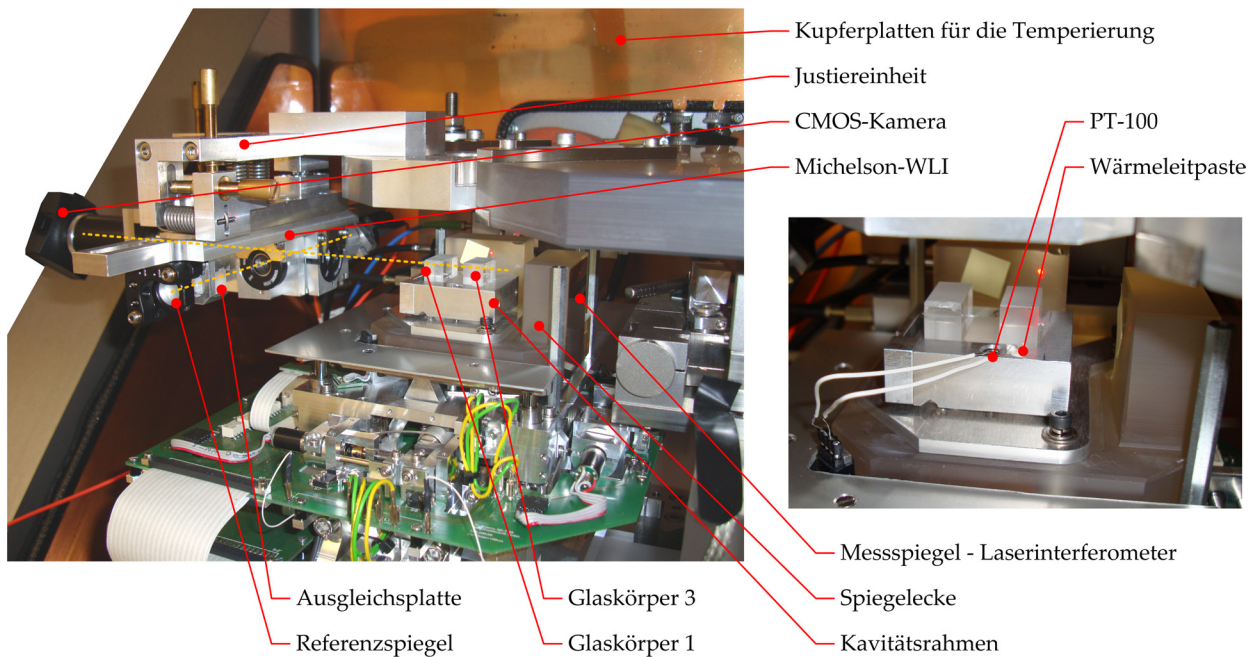


Abbildung 4.20: Kavitätslängenmessung in der Nanopositionier- und Messmaschine; Glaskavität liegt auf der Spiegelecke auf (thermosymmetrische Drei-Punkt-Auflage); relative Positionsermittlung mit Planspiegel-Laserinterferometer (x -Achse)

mit einer Auflösung von 0,01 K. Für die eigentlichen Messungen wird eine Temperatur von 20 °C vorgewählt. Die erste Messung wird erst nach einer ausreichend langen Ausgleichszeit (ca. 12 h) gestartet. Leider wird in einigen Publikationen nicht auf diesen enormen technischen und wirtschaftlichen Aufwand hingewiesen, der zu tätigen ist, um die publizierten Messunsicherheiten alternativer taktiler und optischer Messverfahren und Sensoren zu erzielen (z.B. WLI-Messungen in [47]). Die vor der Messung notwendige Ausgleichszeit von zwölf Stunden nach Beginn der Temperierung sind für wissenschaftliche Untersuchungen und Messungen von einzelnen Proben kein Problem. Die Klimatisierung der Maschine und des erforderlichen Labors, die Maßnahmen zur Schwingungsdämpfung (schwingungsgedämpftes Fundament) und der Einsatz teurer Materialien für den metrologischen Rahmen (z.B. Zerodur) bedeuten praktisch aber einen hohen finanziellen Aufwand. Damit konnte jedoch eine neue Anwendung für die NMM-1 erschlossen werden, welche inzwischen nahezu baugleich in zahlreichen nationalen Metrologieinstituten und anderen Forschungseinrichtungen im Einsatz ist.

4.5 Automatisierung der Kavitätslängenmessung

Die Kavitätslängenmessung soll für alle messtechnischen Untersuchungen vollständig automatisiert sein, da eine wiederkehrende Grundforderung für industrielle Messanwendung eine möglichst einfache Bedienung abverlangt, um zusätzliche Fehlereinflüsse durch den Anwender zu minimieren. Eine Automatisierung wird durch den Entwurf einer geeigneten Programmstruktur und die Implementierung dieser in der Programmierumgebung LabView erzielt.

Vor dem Beginn einer Messreihe muss das polarisationsoptischen Michelson-WLI auf eine gültige, auswertbare und kontraststarke Weißlichtsignatur einjustiert werden. In der einfachen Laboranordnung erfolgt zunächst die Initialisierung der SIOS RE-10 Steuerkarte für die Verbindung zum Laserinterferometer aus der in LabView programmierten Messumgebung. Der Zugriff ist über eine vom Hersteller bereitgestellte DLL (dynamic link library) gegeben, welche den Datenaustausch über eine USB-Verbindung ermöglicht. Die Servomotorsteuerung des Spindelantriebs der Linearführung wird über eine serielle Verbindung (RS-232) kontrolliert. In der hochpräzisen zweiten Messanordnung ersetzt die NMM-1 beide Einzelgeräte. Die Achsen der NMM-1 werden hier zunächst extern initialisiert. Nach dieser Initialisierung erfolgt die Übergabe der Maschinensteuerung an die in LabView programmierte Messumgebung. Auch hier erfolgt die Kommunikation zwischen PC und DSP-Einheit durch eine DLL über eine USB-Verbindung. Identisch in beiden Messanordnungen ist die Einbindung der CMOS-Kamera von IDS über den installierten Kameratreiber an einer USB-2.0-Schnittstelle. Nach der Hardware-Initialisierung erfolgt der Aufruf der Hauptschleife des Messprogramms. Diese lässt sich jederzeit durch den Befehl „Programm beenden“ auf der Nutzeroberfläche schließen, wodurch mit der Deinitialisierung aller Schnittstellen begonnen wird. Mit jedem Schleifendurchlauf liefert die CMOS-Kamera ein neues Bild, das im Kamerafenster ausgegeben wird. Die Schleifendurchlaufzeit wird durch die Kameraeinstellungen vorgegeben und verringert sich nur, wenn die ROI (Region of interest) des CMOS-Sensors verkleinert wird. Die ROI beträgt während der Messung 1280 mal 120 Pixel. Einstellungsänderungen zur Belichtungszeit (elektronischer Shutter) und zur Belichtungsempfindlichkeit sind jederzeit möglich. In Kombination mit der LIME-LED im sichtbaren Spektrum hat sich bei der Kavitätslängenmessung eine Belichtungszeit von $t = 20$ ms als Optimum etabliert. Der „Master Gain“ bleibt dabei auf null, da so das Signalrauschen nicht weiter verstärkt wird. Mit Hilfe des Kamerabilds wird nun das WLI über die Justiereinheit zur Kavität ausgerichtet, sodass sich Mess- und Referenzstrahl auf der CMOS-Matrix mittig überlagern. Neben dem Ausgabefenster der Kamera befinden sich zwei Diagramme, die jeweils den Grauwertverlauf über eine gewählte Kamerazeile und Kameraspalte ausgeben. Über die Schaltfläche „HG erfassen“ wird die Grundausschleuchtung der gewählten Sensorzeile und -spalte innerhalb der ROI erfasst und als Datenarray im Speicher abgelegt. Der Schalter „Hintergrund abziehen“ subtrahiert bei Aktivierung nun dauerhaft den erfassten Hintergrund, was der in Unterabschnitt 3.6.1 bereits beschriebenen Signaturvorverarbeitung entspricht. Der erfasste Hintergrund wird dauerhaft in einer Textdatei gespeichert, um diesen nach einem Systemneustart sofort wieder nutzen zu können.

In der Weißlichtinterferometrie besteht aufgrund der kurzen Kohärenzlänge von wenigen Mikrometern immer die Herausforderung, die Weißlichtsignatur aufzufinden, indem die Totstrecke zwischen Mess- und Referenzstrecke auf null justiert wird. Aufgrund der Interferometerkonstruktion mit achromatisch polarisierender Optik und einer Dispersionsausgleichsplatte im Strahlengang entsteht nur dann eine Weißlichtsignatur, wenn eine der beiden innenliegenden Flächen der Kavität angetastet wird (vgl. Abschnitt 4.4). Die Eindeutigkeit dieser zwei Hauptsignaturen hilft dabei der automatisierten Signatursuche. Im Messprogramm ist eine Funktion implementiert, die einen Stopp der bewegten Achse initiiert, sobald eine Signatur im Live-Bild der Kamera detektiert wird. Das dafür benötigte Kriterium leitet sich aus der FFT in einer Zeile des betrachteten Signaturfensters ab. Zunächst wird die Kavität bzw. der bewegliche Spiegel im Messarm in Bewegung versetzt.

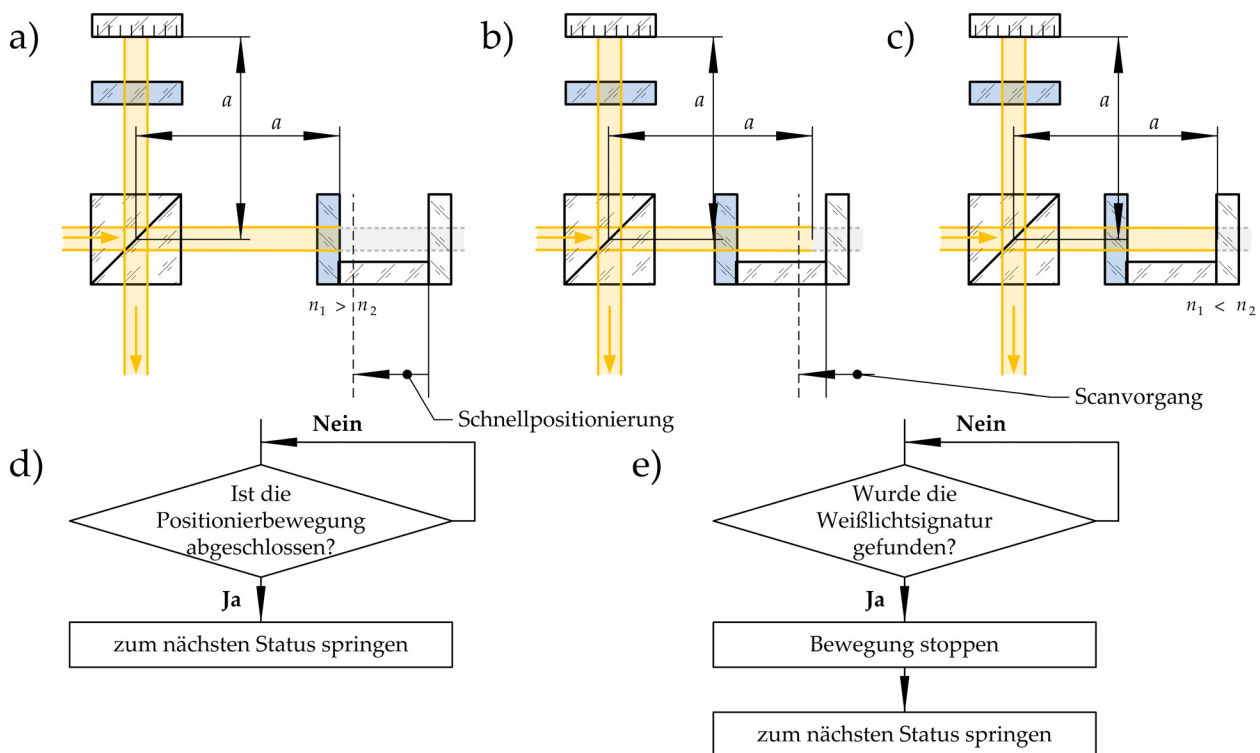


Abbildung 4.21: Optische Antastung der Glaskavität, Bewegungsmuster: a) Signatur 1: Beginn der Schnellpositionierung, b) automatische Suche nach der Weißlichtsignatur, c) Zielposition: Signatur 2, d) Abfrage: Schnellpositionierung, e) Abfrage: Scanvorgang

Der Verfahrensbereich muss so gewählt werden, dass die totstreckenfreie Position der anzutastenden Fläche innerhalb dieses Bewegungsbereiches liegt (siehe Abbildung 4.21a und 4.21b). Überschreitet einer der ausgewählten niederfrequenten Anteile im Frequenzspektrum des Messsignals den eingestellten Amplitudengrenzwert in der ausgewerteten Zeile, ist die Bedingung für den Stopp erfüllt und der entsprechende Steuerbefehl wird an die Hardware gesendet (Abbildung 4.21c). Nach dem automatischen Stopp liegt die Signatur innerhalb des Kamerafensters. Es folgt die Optimierung der Interferometerausrichtung. Das Kriterium für die Justierung ist das Erzielen eines möglichst hohen Interferenzkontrasts. Die optimale Justierung ist wieder ein Kompromiss aus Streifenbreite und Interferenzkontrast (vgl. Unterabschnitt 4.2.3). Ist die Streifenbreite optimal eingestellt (ca. 6 Streifen auf einer Zeile), wird die Grenzfläche aus dem Bereich der Kohärenzlänge herausgefahren, um die Ausleuchtung des Hintergrunds ohne Interferenzsignatur erneut zu erfassen. Bevor der eigentliche Messvorgang gestartet wird, muss noch die ungefähre Kavitätslänge in Millimetern mit einer Genauigkeit von $\pm 0,5\text{ mm}$ angegeben werden. Dadurch ist es möglich, die Messzeit zu verkürzen. Das System scannt dann innerhalb eines eingegrenzten Positionierbereichs mit niedriger Bewegungsgeschwindigkeit. Zwischen diesen Scan-Bereichen kann dagegen mit hoher Geschwindigkeit vorpositioniert werden (Schnellpositionierung, vgl. Abbildung 4.21a).

Die realisierte Benutzeroberfläche und die umgesetzte Ablaufsteuerung für die Kavitätslängenmessung sind im Anhang C.2 und C.4 beschrieben. Die Ablaufsteuerung der automatisierten Kavitätslängenmessung erfolgt über eine Statusvariable. Der Wert dieser Variable verweist auf den auszuführenden Programmablaufschrift. Bevor ein Programmablaufschrift ausgeführt wird,

erfolgt ein Betragsvergleich zwischen der erforderlichen Statusvariable und der befehlszugehörigen Variable innerhalb jeder Programmschleife. Nur bei Übereinstimmung des Werts werden komplexere Befehle in der Ablaufsteuerung ausgeführt. Erst nach vollständiger Ausführung eines Befehls wird der Statusvariablenwert neu gesetzt. Dies hat zwei Vorteile. Erstens verringert sich die Schleifendurchlaufzeit, da komplexe Programmteile einfach ignoriert werden, wenn kein Aufruf stattfindet. Zweitens vereinfacht sich die Korrektur von Fehlern (Debugging) in der Ablaufsteuerung. Fehlerhafte Sensorabfragen, fehlerhaft abgeschätzte Grenzwerte oder fehlende Eingangswerte führen unter Umständen zu einer Situation, bei der der zuletzt aufgerufene Befehl nicht korrekt ausgeführt wird. Dadurch ändert sich der Statusvariablenwert nicht mehr. Es folgt eine Endlosschleife des Hauptprogramms, in welcher der letzte gültige Statusvariablenwert ausgegeben wird. Somit zeigt dieser Statuswert auf die Position des fehlerbehafteten Programmteils, was die Suche und Korrektur von Programmfehlern erheblich vereinfacht. Gleichzeitig ermöglicht eine manuelle Manipulation der Statusvariable (auf null setzen) jederzeit das Zurücksetzen des Messprogramms, da weiterhin ganze Durchläufe der Hauptprogrammschleife erfolgen. Damit bleibt die Abfrage der Elemente auf der Bedienoberfläche (Buttons) erhalten. Die Struktur des realisierten LabView-Programms verzichtet vollständig auf die Verwendung lokaler und globaler Variablen, da nur so eine eindeutige Reihenfolge der abzuarbeitenden Befehle gewährleistet wird. Der Aufruf von ineinander verschachtelten VIs mit vielen Sub-VIs wird ebenfalls vermieden, um die Hauptprogrammschleife performant zu halten. Die Hauptprogrammschleifenfrequenz liegt trotz aktivierter FFT über 1280 Pixel bei 50 Hz und wird nur durch die gewählte Belichtungszeit der Digitalkamera begrenzt. Die Einbindung der Grafikkarte zur parallelen FFT-Verarbeitung aller Zeilen ist über CUDA in LabView möglich. Es gibt aber Einschränkungen bei der Wahl der geeigneten LabView-Version.

Für die Automatisierung der Kavitätslängenmessung sind zwei Abfragen von zentraler Bedeutung. Hierzu gehört die Abfrage des Maschinenstatus der NMM-1 über die initialisierte USB-Schnittstelle. Positionieraufgaben benötigen Zeit. In dieser Zeit dürfen jedoch nachfolgende Programmschritte noch nicht ausgeführt werden. Dazu gehört zum Beispiel das Verfahren der Kavität bei der Schnellpositionierung (Abbildung 4.21a). Der in der Ablaufsteuerung nachfolgende Schritt der Signatursuche (Abbildung 4.21b) darf aber erst eingeleitet werden, wenn die Vorpositionierung abgeschlossen ist. Aus diesem Grund fragt die Programmschleife bei jedem Durchlauf ab, ob die Spiegelecke der Maschine schon die angewiesene Zielposition eingenommen hat (Abbildung 4.21d). Ist dies der Fall, wird die Statusvariable auf einen neuen Wert gesetzt und der nächste Programmschritt kann ausgeführt werden. Die zweite wichtige Abfrage erfolgt während des Scanvorgangs (Abbildung 4.21e). Auch hier wird die Spiegelecke mit der Kavität in Bewegung versetzt, jedoch prüft der Algorithmus nun nicht die Maschinenparameter, sondern analysiert das Kamerabild. Wird eine Weißlichtsignatur detektiert (Abbildung 4.21c), initiiert das Programm einen Stopp der angetriebenen NMM-1-Achse. Bei der vereinfachten Messung im Labor wird die Kavität durch den Spindelantrieb in der Linearführung bewegt. Entsprechend ändern sich die zur Verfügung stehenden Steuerbefehle, jedoch nicht die entwickelte und voll kompatible Programmstruktur.

4.6 Messergebnisse und Ansatz der ganzheitlichen Kavitätslänge

Die messtechnische Charakterisierung der interferenzoptischen Kavitätslängenmessung besteht aus zwei Untersuchungsansätzen. Die Versuche mit dem polarisationsoptischen Michelson-WLI (Unterabschnitt 4.1) werden daher eingeteilt in die Messung unter einfachen Bedingungen im Labor (Unterabschnitt 4.6.1) und die Messung in der NPM (NMM-1) (Unterabschnitt 4.6.2). Wie zuvor beschrieben, unterscheiden sich beide Experimente in ihren Aufbauten, jedoch nicht im Ablauf der automatisierten Messungen. Jeder Start einer automatisierten Messung erzeugt eine Messreihe zur Kavitätslänge für eine ausgewählte CMOS-Zeile. Aus Gründen des Rechenaufwands wird in jeder Messreihe nur eine einzeln ausgewählte Zeile ausgewertet, da für jedes Einzelbild so auch nur eine FFT berechnet werden muss¹. Eine Messreihe ist einer bestimmten Messreihennummer (Nr. x) zugeordnet, mit der sich Programmeinstellungen (ausgewählte CMOS-Zeile, Belichtungszeit), Uhrzeit und Datum zuordnen lassen. Jede Messreihe besteht immer aus jeweils zehn Einzelmessungen der Kavitätslänge. Aus einer Messreihe lassen sich daher immer eine mittlere Kavitätslänge $l_{Nr.x}$ und die zugehörige Standardabweichung aus zehn Werten berechnen. Aus allen Messreihen wird für die jeweilige Anwendung (Labordemonstrator, NMM-1) eine mittlere Kavitätslänge über alle Messreihen \bar{l} berechnet. Mit den nachfolgenden Auswertungen der Ergebnisse sollen die absolute Kavitätslänge und die Reproduzierbarkeit der Verfahren für einen Vergleich ermittelt werden.

4.6.1 Bestimmung der mittleren Kavitätslänge im Labordemonstrator

Die Untersuchungen am offenen einfachen Laboraufbau bilden den Startpunkt. Zum Einsatz kommt dabei ausschließlich die LED mit einer mittleren Wellenlänge von $\lambda_m = 829,2 \text{ nm}$ (vgl. Unterabschnitt 3.2.1), da die LIME-LED zu diesem Zeitpunkt noch nicht zur Verfügung stand. Die eingestellte Belichtungszeit an der Kamera für alle nachfolgenden Messungen beträgt für eine bessere Vergleichbarkeit konstant $t = 16 \text{ ms}$. Um die Kavitätslänge zu ermitteln, müssen in der Messanordnung jeweils die Positionen von Signatur 1 und Signatur 2 an den zugehörigen Innenflächen der Kavität erfasst werden. Dies geschieht, wie zuvor beschrieben (vgl. Abbildung 4.15, S. 96), über die Addition der drei höchsten Amplitudenwerte im Frequenzspektrum der gefensterten Interferenzsignatur.

Da immer nur ein Ausschnitt der jeweiligen Signatur auf der CMOS-Zeile abgebildet wird, muss diese über eine Positionierschrittfolge abgetastet werden. Der mittlere Abstand zwischen zwei statischen Messpunkten innerhalb einer Signatur beträgt $\Delta x = 1 \mu\text{m} \pm 0,5 \mu\text{m}$. Dies ist die kleinste wählbare Schrittweite für die in der Messung eingesetzte Linearführung mit Spindelantrieb. Eine Positionsauswertung innerhalb der Phase ist daher nicht möglich, da man bei jeder Verschiebung der Kavität mehrere Interferenzordnungen innerhalb der Signatur überspringt. Gleichzeitig ist es unmöglich, zu erfassen, welche Interferenzordnungen der Signatur gerade auf der CMOS-Matrix abgebildet werden. Jede Einzelbildaufnahme mit der Digitalkamera wird an der stillstehenden, unbewegten Kavität erzeugt. Bei jeder angefahrenen, starren Signaturposition werden dazu zehn

¹Eine Ausweitung auf alle Zeilen ist mit einer leistungsstarken Grafikkarte möglich, parallel berechnete FFTs werden mittels NVIDIA CUDA unter Labview 2015 unterstützt

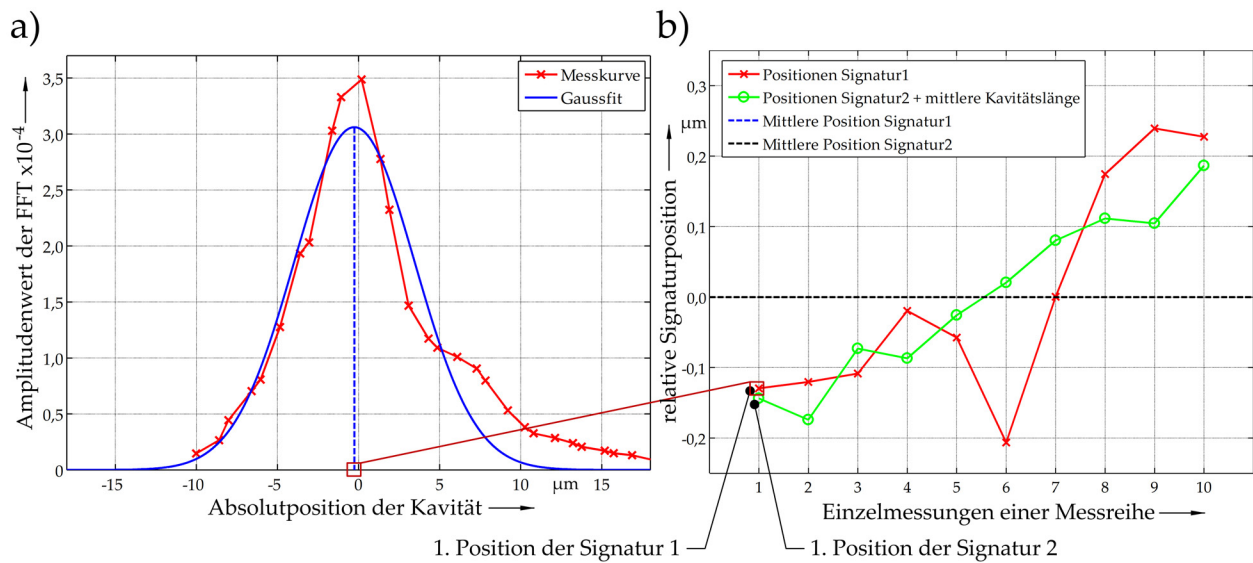


Abbildung 4.22: Erfassung der Grenzflächenpositionen an der Kavität am Beispiel einer Messreihe: a) Amplitudenwerte der FFT aus den erfassten, gefensterten Signaturen mit eingepasster Gaußkurve, b) übereinander gelegte Positionen der Grenzflächen 1 und 2 (normiert)

Einzelbilder erfasst. Es erfolgt eine erste Mittelwertbildung der Position (Messstützstelle). Die gemittelten Einzelbilder werden über eine FFT verarbeitet, um die Amplitudenwerte im Frequenzspektrum der Zeile zu bestimmen. Im Experiment wird hier immer nur eine einzelne CMOS-Zeile ausgewertet, jedoch ist auch eine Parallelisierung über alle CMOS-Zeilen möglich, eine entsprechend leistungsstarke PC-Hardware vorausgesetzt. Jedem erfassten Amplitudenwert der 30 angefahrenen Positionen pro Signatur wird ein Längenmesswert des verwendeten Laserinterferometers zugeordnet. Es entsteht die aus 30 Stützstellen bestehende Messkurve, deren mathematische Interpretation die definierte Lage der ausgewerteten Signatur liefert. Abbildung 4.22a zeigt das ausgewertete Spektrum an einer Signatur für 28 der jeweils 30 angefahrenen Messstützstellen. Die Stützstellen spannen mit den Amplitudenwerten aus der FFT den roten Kurvenverlauf auf. In diesen Kurvenverlauf wird über eine Ausgleichsrechnung eine Gauß-Kurve ermittelt, deren Maximum als das Positionskriterium der angetasteten Glaskavitätinnenfläche (optische Grenzfläche) definiert wird.

Die beiden Signaturen der Innenflächen werden zehnmal im Wechsel angetastet (zehn Einzelmessungen). Abbildung 4.22b zeigt den Verlauf der relativen Grenzflächenpositionen über eine gesamte Messreihe. Die Kurven sind dabei auf die mittlere Position der Grenzfläche 1 normiert (Übergang Glas-Luft). Die Grenzflächenposition 2 (Übergang Luft-Glas) ist im Diagramm um die mittlere erfasste Kavitätslänge aus der gleichen Messreihe versetzt. Dadurch liegt in der Darstellung deren mittlerer Positionswert auf dem von Grenzfläche 1, um das Antastverhalten an beiden Innenflächen der Kavität vergleichen zu können. Es zeigt sich im Trend eine gleichmäßige Drift beider Grenzflächen in positive Richtung, was z.B. an einer gleichmäßigen Abstandsänderung infolge von Wärmeausdehnung zwischen Interferometer und Kavität während einer vollständigen Messreihe liegt.

Eine einzelne Kavitätslänge berechnet sich aus der Subtraktion der Signaturpositionen von Grenz-

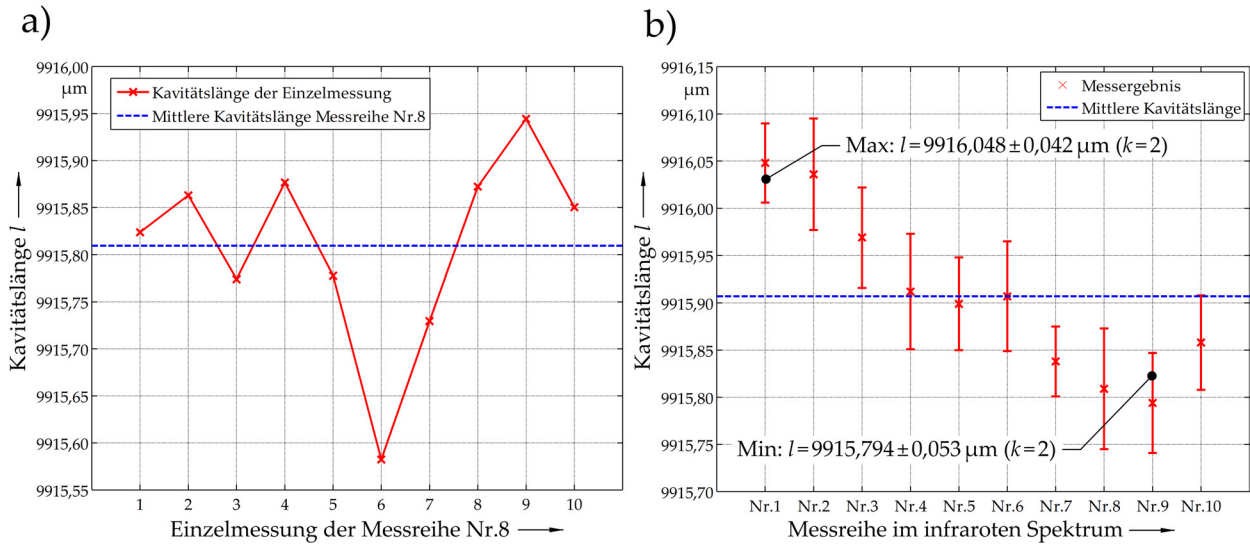


Abbildung 4.23: Ergebnis der optischen Kavitätslängenmessung mit $\lambda_m = 829,2 \text{ nm}$ unter einfachen Laborbedingungen: a) Einzelmessungen der Messreihe Nr.8, b) Ergebnis über alle Messreihen: $\bar{l} = 9915,907 \mu\text{m} \pm 0,0558 \mu\text{m}$ ($k = 2$ u. $P = 95 \%$)

fläche 1 und Grenzfläche 2. Auf diese Weise ergeben sich zehn einzelne Kavitätslängen, wie sie für Messreihe Nr.8 in Abbildung 4.23a dargestellt sind. Die Messpunkte stellen die ermittelten Kavitätslängen der Einzelmessungen dar. Diese sind noch nicht auf $\vartheta_0 = 20^\circ\text{C}$ korrigiert. Ein eindeutiger Trend durch eine Temperaturdrift wie im Fall der Grenzflächenposition ist hier nicht erkennbar. Die blaue Linie zeigt die mittlere Kavitätslänge der Messreihe Nr.8 ($l_{\text{Nr.8}} = 9915,809 \mu\text{m} \pm 0,064 \mu\text{m}$ für $k = 2$ und $P = 95 \%$), welche zuvor bei der Normierung der Grenzflächenposition 2 in dieser Messreihe abgezogen wurde. Die ermittelte Kavitätslänge gemittelt über alle Messreihen mit dem Labordemonstrator beträgt $\bar{l} = 9915,907 \mu\text{m} \pm 0,0558 \mu\text{m}$ für $k = 2$ und $P = 95 \%$. Dies ist der Abstand zwischen zwei Punkten auf der jeweils innenliegenden Glasoberfläche der Kavität. Beide fluchtend angetasteten Punkte liegen geometrisch gesehen auf der ausgewerteten Kamerazeile und in der Mitte der entsprechenden Zeile. Der in Abbildung 4.23b dargestellte Verlauf der in den Messreihen bestimmten Kavitätslängen zeigt einen Trend auf. Dieser ist auf Erwärmungsprozesse im metrologischen Rahmen über den Messzeitraum hinweg zurückzuführen. Die hier angegebenen Kavitätslängenwerte beinhalten verschiedene systematische Fehlerabweichungen (z.B. Cosinusfehler, Wärmeausdehnung, etc), die später noch im Unterabschnitt 4.7.1 betrachtet und, soweit möglich, korrigiert werden sollen.

4.6.2 Bestimmung der mittleren Kavitätslänge in der NPM

Die nachfolgenden Messreihen wurden mit der NMM-1 durchgeführt. Die messtechnischen Untersuchungen sind weitestgehend auf stabile Umgebungsbedingungen während der Messungen ausgelegt, um zufällige Messunsicherheitseinflüsse hervorzuheben, die durch die eingesetzten Algorithmen zur Auswertung der Weißlichtsignatur bedingt werden. In Vorbereitung auf die Durchführung der Messreihen erfolgt zunächst eine 24-stündige Temperierung. In dieser Phase

der Versuchsvorbereitung werden die Kavität, das WLI und die NPM innerhalb der Einhausung auf 20 °C gekühlt. Zeitgleich sorgt eine vorgegebene Automatik während der Temperierung dafür, dass die Spiegelecke in Intervallen neu positioniert wird, um einen Wärmestau unter der Spiegelecke zu vermeiden. Auf diese Weise sollen Ausgleichsvorgänge infolge von Temperaturgradienten während der eigentlichen Messung vermieden werden. Insgesamt wurden zehn Messreihen bei eingeschalteter Temperierung an unterschiedlichen Positionen der Kavität durchgeführt. Jede Messreihe besteht wieder aus jeweils zehn Einzelmessungen an der vorderen und der hinteren Kavitätsinnenfläche. Die Lage der optischen Grenzschichten wird immer im Wechsel bestimmt. Bei der im WLI eingesetzten Lichtquelle handelt es sich um die LIME-LED mit ihrer mittleren Wellenlänge $\lambda_m = 541,4 \text{ nm}$. Die Umweltdaten bestehend aus den Temperaturen an den drei Messachsen, der Temperatur an der Kavität, dem Luftdruck, der Luftfeuchte und der Kohlenstoffdioxid-Konzentration in der Luft werden bei der Messung erfasst und in den Rohdaten gespeichert. Die nachfolgenden Messergebnisse der angegebenen Kavitätslängen werden direkt auf $\vartheta_0 = 20 \text{ °C}$ korrigiert.

Jeder Messreihe ist eine andere Position in y - und z -Richtung der Kavität zugeordnet, sodass auch die windschiefe Ausrichtung der Kavität durch den Vergleich der Messreihen erfassbar wird. Hierzu werden nachfolgend die erfassten Signaturpositionen der innenliegenden Glasflächen ausgewertet. Über den Basisabstand der Messpositionen kann die Ausrichtung der Kavität nachträglich über eine Triangulation berechnet werden. Die lateralen Abstände zwischen den Messpunkten an der Kavität betragen jeweils 500 μm und spannen so ein Quadrat auf, welches wiederum vier Quadranten umfasst. Die erste und die abschließende Messreihe liegen auf der gleichen y - und z -Position, werden allerdings mit einem zeitlichen Versatz von fünf Tagen durchgeführt. Daraus lassen sich später Schlüsse über die Langzeitstabilität der Messanordnung ziehen. Die Messreihen sind nicht chronologisch durchnummeriert, sondern passend zur lateralen Position an der Kavität. Die mittlere Position des Quadrates wurde dabei zu Beginn mit der ersten Messreihe (Nr.5) und am Ende mit der letzten Messreihe (Nr.6) angetastet (vgl. Abbildung 4.24d und 4.24e). Die aufgezeichneten Messreihen sind für die Übersicht geometrisch geordnet und entsprechend durchnummeriert. Die durchlaufende Nummerierung entspricht jedoch nicht der tatsächlichen Reihenfolge der Messreihen, weshalb die Reihenfolge in Tabelle 4.2 der temporären Reihenfolge der Messreihen entspricht.

Durch die technische Einbindung des Weißlichtinterferometers in die NPM sind wesentlich kleinere Positionierabstände mit einer verbesserten Reproduzierbarkeit der Absolutposition erzielbar. Aus diesem Grund wird ein Abstand von $\Delta x = 0,1 \mu\text{m}$ zwischen jedem Messpunkt gewählt. Der Gesamtbereich, in dem die Kavität während des Scanvorgangs durchgeschoben wird, beträgt 20 μm . Daraus ergeben sich 200 Messpunkte pro erfasster Signatur. Wie bei den Messungen mit der motorisch betriebenen Linearführung im Labor errechnet sich jeder Messpunkt aus der Summe dreier Wellenzahlenamplituden in der FFT der gefensterten Weißlichtsignatur (vgl. Abbildung 4.15, S. 96). Die Weißlichtsignatur liegt in einer zuvor ausgewählten CMOS-Zeile der Kamera vor. Dem Summenwert wird die zugehörige Position der NPM- x -Achse zugeordnet. Bei dieser Messanordnung zeigt sich eine doppelte Signatur bei Verwendung der LIME-Diode als Lichtquelle. Zwischen beiden Signaturen besteht ein Phasenversatz von mehreren Mikrometern. Dadurch ergeben sich in der FFT-Auswertung eine Hauptkurve (Hauptsignatur) und eine Nebenkurve (Nebensignatur) (vgl.

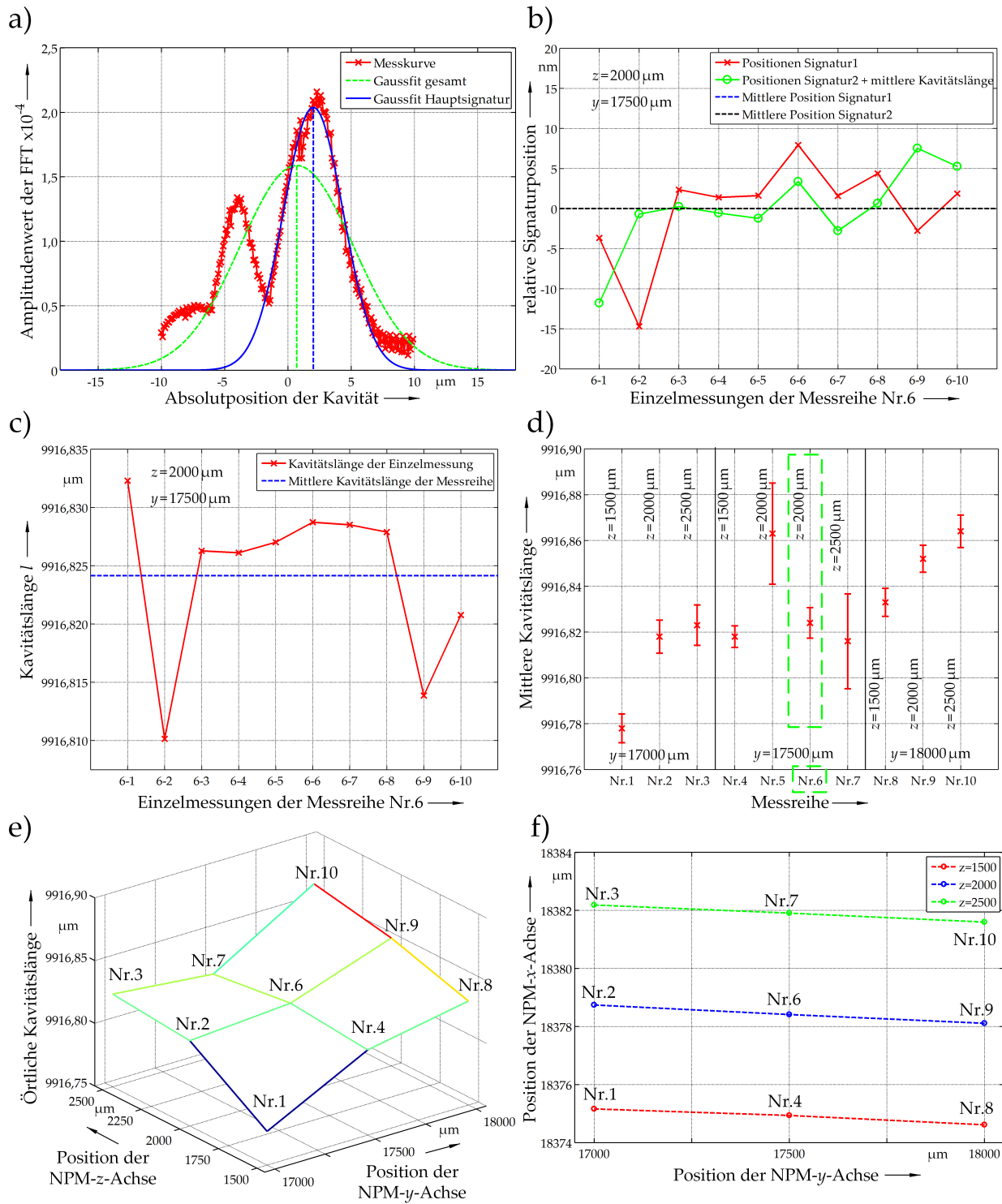


Abbildung 4.24: Kavitätslängenmessungen mit $\lambda_m = 541,4\text{ nm}$ in der NMM-1: a) Amplitudenwerte der FFT aus der erfassten, gefensterten Signatur und deren Gaußkurve, b) Positionen der Signaturen 1 und 2 in Messreihe Nr.6, c) Messreihe Nr.6 (auf $\theta_0 = 20^\circ\text{C}$ bezogen), mittlere Kavitätslänge der Messreihe: $l_{\text{Nr.6}} = 9916,822\mu\text{m} \pm 0,015\mu\text{m}$ ($k = 2$ u. $P = 95\%$), d) Ergebnis über alle Messreihen, e) örtliche Kavitätslänge, f) mittlere Lage der Signatur 1

Tabelle 4.2: Messreihen der Kavitätslängenmessung in der NPM mit $\lambda_m = 541,4 \text{ nm}$, chronologisch geordnet, ergänzend zu Abbildung 4.24d, Datum und Uhrzeit zum Zeitpunkt des Endes

Messreihe	Kavitätslänge l_{Nrx} bei $\vartheta_0 = 20^\circ \text{C}$	$U, k = 2,$ $P = 95 \%$	Datum	Uhrzeit	y-Pos in μm	z-Pos in μm
Messreihe Nr.5	9916,863 μm	0,0147 μm	08.02.2017	15:47 Uhr	17500	2000
Messreihe Nr.2	9916,818 μm	0,0048 μm	08.02.2017	19:36 Uhr	17000	2000
Messreihe Nr.9	9916,852 μm	0,0039 μm	09.02.2017	12:59 Uhr	18000	2000
Messreihe Nr.8	9916,833 μm	0,0041 μm	09.02.2017	18:04 Uhr	18000	1500
Messreihe Nr.1	9916,778 μm	0,0042 μm	10.02.2017	11:49 Uhr	17000	1500
Messreihe Nr.3	9916,823 μm	0,0059 μm	10.02.2017	16:16 Uhr	17000	2500
Messreihe Nr.10	9916,864 μm	0,0047 μm	10.02.2017	20:48 Uhr	18000	2500
Pause						
Messreihe Nr.7	9916,816 μm	0,0138 μm	13.02.2017	11:48 Uhr	17500	2500
Messreihe Nr.4	9916,818 μm	0,0031 μm	13.02.2017	16:44 Uhr	17500	1500
Messreihe Nr.6	9916,824 μm	0,0044 μm	13.02.2017	21:09 Uhr	17500	2000

Abbildung 4.24a). Eine einfache Regression mit einer Gauß-Funktion über den gesamten Kurvenverlauf führt zu einer größeren Streuung der ermittelten Signaturposition, da diese Gauß-Kurve sehr schlecht mit dem eigentlichen Messverlauf überlappt. Aus diesem Grund wird die Messkurve in zwei Teile zerlegt, wobei nur noch die Hauptkurve (Hauptsignatur) für die nachfolgenden Messungen ausgewertet wird. Die Streuung der Signaturposition in Reproduzierbarkeitsmessungen wird durch diese Maßnahme reduziert.

Die rote Kurve in Abbildung 4.24a stellt nun den Verlauf der Messpunkte der ersten angetasteten Grenzflächensignatur der Messreihe Nr.6 normiert auf die Mitte des $20 \mu\text{m}$ breiten Messbereichs innerhalb der Signatur dar. Die grüne Gaußkurve in Abbildung 4.24a zeigt die Auswertung über beide Signalspitzen hinweg. Die damit ermittelten Kavitätslängenwerte befinden sich in Tabelle C.4 in Anhang C.5. Die blaue Kurve errechnet sich dagegen lediglich aus der Hauptsignatur. Wird nur die Hauptsignatur für die Auswertung verwendet, ergibt sich eine geringere Streuung der Signaturpositionen. Die Lage des Maximums der jeweils ermittelten Gauß-Kurve ist wieder das Positionskriterium für die Lage der Weißlichtsignatur in den Einzelmessungen. Die erweiterte Unsicherheit beträgt bei ausschließlicher Verwendung der Hauptsignatur (blaue Gaußkurve) nur ein Drittel bis ein Zehntel der erweiterten Unsicherheit gegenüber der Auswertung an der vollständigen Signaturkurve (grüne Gaußkurve). Aus diesem Grund bestimmt eine automatische Erkennung in allen Messungen die Hauptsignatur. Nur deren Verlauf wird für die Ausgleichsrechnung für die Gaußkurve verwendet. Wie bereits beschrieben, werden die zehnfach erfassten Signaturpositionen pro Grenzfläche und Messreihe auch hier jeweils über das Maximum der ermittelten Gaußkurve bestimmt.

Tabelle 4.2 fasst die Ergebnisse der Messreihen mit der NPM zusammen. Es ist nicht nur aufgeschlüsselt, in welcher Reihenfolge die Messungen durchgeführt wurden, sondern auch, zu welcher Tageszeit Messreihen abgeschlossen wurden. In der NPM benötigt jede der zehn vollautomatisierten Messreihen eine Durchlaufzeit von etwa vier Stunden. Abbildung 4.24b stellt die Reproduzierbarkeit der Antastung der Signaturposition exemplarisch für die hintere Grenzfläche

der Kavität (rot) und die vordere Grenzfläche der Kavität (grün) dar. In dieser Messreihe Nr.6 wird beispielsweise bei $y = 17\,500\,\mu\text{m}$ und $z = 2\,000\,\mu\text{m}$ an der Kavität gemessen. Diese wird in der x -Achse verfahren und liefert eine Signaturposition für die hintere der beiden Grenzflächen (Signatur 1) gemittelt über zehn Einzelmessungen bei $x = 18\,378,414\,\mu\text{m} \pm 0,004\,\mu\text{m}$ ($k = 2$, $P = 95\%$). Die Messunsicherheit der Positionsbestimmung ist mit $U(x) = 4\,\text{nm}$ sehr klein. Gleiches gilt für die zweite Grenzflächensignatur. Signatur 2 liegt in der Messreihe Nr.6 bei $x = 8461,590\,\mu\text{m} \pm 0,003\,\mu\text{m}$ ($k = 2$, $P = 95\%$). Daraus ergibt sich die mittlere Kavitätslänge an der Position $y = 17\,500\,\mu\text{m}$ und $z = 2\,000\,\mu\text{m}$ somit zu $l_{\text{Nr.6}} = 9916,824\,\mu\text{m} \pm 0,004\,\mu\text{m}$ ($\theta_0 = 20^\circ\text{C}$, $k = 2$ u. $P = 95\%$, vgl. Abbildung 4.24c).

Bei der Betrachtung der Ergebnisse aller Messreihen im Vergleich weist Messreihe Nr.6 an der Position $y = 17\,500\,\mu\text{m}$ und $z = 2\,000\,\mu\text{m}$ im Vergleich zu anderen Messreihen eine geringere erweiterte Messunsicherheit auf. Die Messreihe ist in Abbildung 4.24d grün umrahmt hervorgehoben. Es gibt aber in Tabelle 4.2 und Abbildung 4.24d auch zwei Messreihen, die eine erhöhte erweiterte Messunsicherheit zur angegebenen mittleren Kavitätslänge aufweisen. Hierzu zählt Messreihe Nr.5 ($U(l_{\text{Nr.5}}) = 0,015\,\mu\text{m}$, $k = 2$), die chronologisch gesehen als erste Messreihe in der Messanordnung aufgenommen wurde. Die zweite Messreihe, bei der der Schätzwert mit einer ähnlich großen erweiterten Messunsicherheit ermittelt wurde, ist Nr.7. Messreihe Nr.7 wurde direkt nach einem Wochenende gestartet. Zwar blieben sowohl die NPM als auch die vollständige Temperierung durchgehend aktiviert, jedoch wurde auf die zuvor erwähnte, kontinuierliche Bewegung der Spiegelecke zwischen den Messreihen verzichtet. Temperaturgradienten, die durch die Nutzung der NPM-Antriebe entstehen, bauen sich bis zum Arbeitspunkt auf und sorgen erst später wieder für konstante Temperaturlausgleichsvorgänge. Sind die Antriebe über einen längeren Zeitraum deaktiviert, ändert sich das thermische Gesamtgefüge innerhalb der Klimahaube der Maschine. Bei einer Fortführung des Experiments werden die Antriebe aktiviert und das Gefüge der Ausgleichsvorgänge ändert sich. Bis sich ein neues Gleichgewicht eingestellt hat, dauert es einige Stunden, sodass die Unsicherheiten der mittleren Kavitätslänge einer Messreihe zunächst größer ausfallen.

Da die insgesamt neun gewählten Messpunkte eine quadratische Fläche mit der Kantenlänge von $\Delta y = \Delta z = 1\,\text{mm}$ aufspannen (Abbildung 4.24e), ist es möglich die windschiefe Lage der Kavität bzw. auch der angetasteten Einzelflächen zu bestimmen. Die Spanne der Kavitätslängenunterschiede (Min-Max) innerhalb der quadratischen Fläche beträgt $\Delta l = 0,086\,\mu\text{m}$. Abbildung 4.24f zeigt zusätzlich beispielhaft die Verteilung der mittleren Lage von Signaturposition 1 aller Messreihen, also alle angetasteten mittleren Grenzflächenpositionen (hintere Grenzfläche der Kavität). Ein sehr eindeutiger Trend zur Ausrichtung der Kavität lässt sich aus dieser Darstellung der Signaturpositionen ableiten. Es wird deutlich, dass die Grenzfläche windschief zur x -Achse der NPM steht. Dabei ist der Fehlwinkel der Grenzfläche in der z -Achse größer als der Winkel in der y -Achse. Für die exakte Bestimmung der Kavitätslänge muss daher eine Analyse der windschiefen Lage der Kavität relativ zu den Führungs- und Messachsen der NMM-1 durchgeführt werden, um den im Ergebnis enthaltenen Cosinusfehler (systematischer Fehler) zu korrigieren. Diese Korrektur erfolgt im Abschnitt 4.7.

4.6.3 Erfassung der ganzheitlichen Topologie

Eine orts aufgelöste Kavitätslängenmessung nutzt den vollen Umfang der erfassten Region im Kamerabild. Jeder Pixel repräsentiert darin einen eigenständigen Abstand zwischen zwei Punkten auf den innenliegenden Glasflächen der Kavität. Die Messung erfolgt somit hochparallel und spielt in dieser Hinsicht den ganzen Vorteil der optischen Messung gegenüber einer taktilen Messung aus. Voraussetzung für die vollständige Erfassung einer angetasteten Oberfläche ist jedoch die Möglichkeit zur Phasenschiebung der Signatur. Dabei muss die Signatur in sehr feinen Abständen über die CMOS-Matrix verschoben werden. Die Verschiebung erfolgt durch die Bewegung der Kavität. Bei der Abtastung des Grauwertverlaufs in einem Pixel muss zumindest das Nyquist-Kriterium eingehalten werden (vgl. Unterabschnitt 3.6.2). Dies führt zu maximal zulässigen Positionsabständen zwischen zwei Kameraaufnahmen von $\Delta x = \lambda/8$ (Überabtastung). Bei einer mittleren Wellenlänge von 541,4 nm entspricht das einer Aufnahme der Grauwerte alle $\Delta x = 67,68$ nm. Eine solch feine Positionierung ist mit der NMM-1 möglich, wenn der geforderte Messbereich von mehreren Millimetern erreichbar sein soll. Für die Realisierung im einfachen Laboraufbau müsste jedoch die Spindelführung durch einen sequentiell geschalteten Piezoantrieb ergänzt werden. Da allerdings in der NPM bereits optimale Rahmenbedingungen zur Temperierung der Messanordnung gegeben sind, sollte eine orts aufgelöste, ganzheitliche Längenmessung einer makroskopischen Kavität in dieser durchgeführt werden.

Am Institut für Prozessmess- und Sensortechnik gibt es eine Software zur Erfassung von Oberflächen mittels Weißlichtinterferenzen in Mirau-Objektiven. Dabei wird eine in der NPM befindliche Probe in der z-Achse verschoben und die Weißlichtsignatur ausgewertet. Aus dieser wird auf das Höhenprofil in jedem Bildpunkt zurückgerechnet. Es handelt sich dabei um eine hochparallelisierte Messung. Für den Einsatz des Michelson-Interferometers muss nun anstelle der z-Achse die x-Achse angesteuert werden. Statt des Sensors auf Basis eines Mirau-Objektivs kommt das polarisationsoptische Michelson-WLI zum Einsatz. Dadurch lassen sich beide inneren Grenzflächen der Kavität flächig erfassen (A , B). Diese Flächen werden voneinander abgezogen, was in einer topologischen Karte (Matrix T) der Kavität des erfassten Bildausschnittes resultiert.

$$T_{\text{Kav}} = (A + S) - (B + S) = A - B \quad (4.17)$$

Da beide Grenzflächen der Kavität jeweils mit dem selben Referenzspiegel (S) in fixierter Position erfasst werden, wird dessen Geometrie eliminiert (Gleichung 4.17). Für die ganzheitliche Erfassung der Topologie müssen also zusammenfassend drei technische Kriterien erfüllt werden. Erstens muss ein Positioniersystem verwendet werden, welches sehr feine Schrittweiten bei der Positionierung der Kavität gewährleistet. Nur so erlaubt die Überabtastung der Signatur eine Phasenauswertung. Zweitens müssen die Kavität und das Messsystem temperiert werden, um eine angemessene messtechnische Stabilität zu erzeugen. Und drittens sollte eine Lichtquelle mit einem Gauß-ähnlichen Spektrum verwendet werden, um die Eineindeutigkeit der Interferenzordnung über die Einhüllende der Signatur zu wahren. Auf diese Weise werden Nebensignaturen vermieden. Ansonsten drohen Fehlinterpretationen der Kavitätslänge durch unzulässige Phasensprünge bei der Auswertung. Die nachfolgende Korrektur der systematischen Fehler in der gemessenen

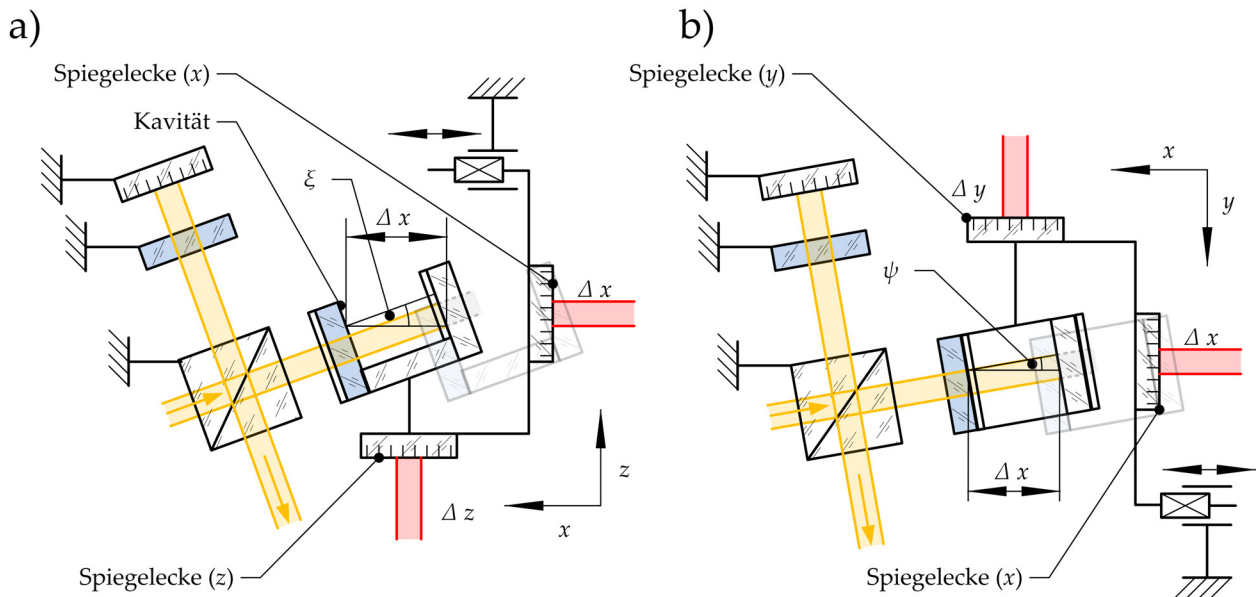


Abbildung 4.25: Auswirkungen einer windschiefen Ausrichtung der Kavität auf die gemessene Länge (Cosinusfehler): a) Schnitt der x - z -Ebene, b) Schnitt der x - y -Ebene

Topologie erfolgt dann mit den gleichen Ansätzen, die auch für die Einzelpunktmessungen aus den vorangestellten Unterabschnitten zum Einsatz kommen und die im nachfolgenden Abschnitt betrachtet werden.

4.7 Messunsicherheit der Kavitätslängenmessung

Wie bereits zuvor in Abschnitt 4.6 zu den Kavitätslängenmessungen beschrieben, gibt es mehrere erfassbare systematische Fehlereinflüsse auf das Messergebnis. Einer dieser Fehler ist die thermische Ausdehnung der Kavität, welche durch die zusätzliche Erfassung der Umgebungstemperatur quantitativ auf die Normtemperatur für Längenmessungen $\vartheta_0 = 20^\circ\text{C}$ zurückgerechnet wird. In den Labormessungen ohne aktive Temperierung besteht die Möglichkeit zur Erfassung der Lufttemperatur in der Nähe der Kavität, über die auf die Temperatur der Kavität geschlossen wird. Zwischen der Raumtemperatur und der Kavitätstemperatur besteht jedoch ein Gradient, da sich die Kavität mit einem zeitlichen Versatz zur Umgebung erwärmt bzw. abkühlt. Zusätzlich haben Langzeittemperaturänderungen auch einen Einfluss auf die Länge des Referenzarmes, auf die Relativlage von WLI und Kavität und auf die Relativlage von WLI und Laserinterferometer (Messung der Positionierachse). All diese Effekte überlagern sich und führen zu den in Abbildung 4.23 auf Seite 108 dargestellten unterschiedlichen Kavitätslängen. Die in die Messung einfließende Unsicherheit der bestimmten Länge ist vergleichsweise groß. Bei der temperierten Messung in der NPM ist diese Unsicherheit deutlich geringer, muss aber dennoch separat aus den Messergebnissen heraus betrachtet werden. Die Berechnung der thermisch korrigierten Kavitätslänge ergibt sich aus Gleichung 4.18.

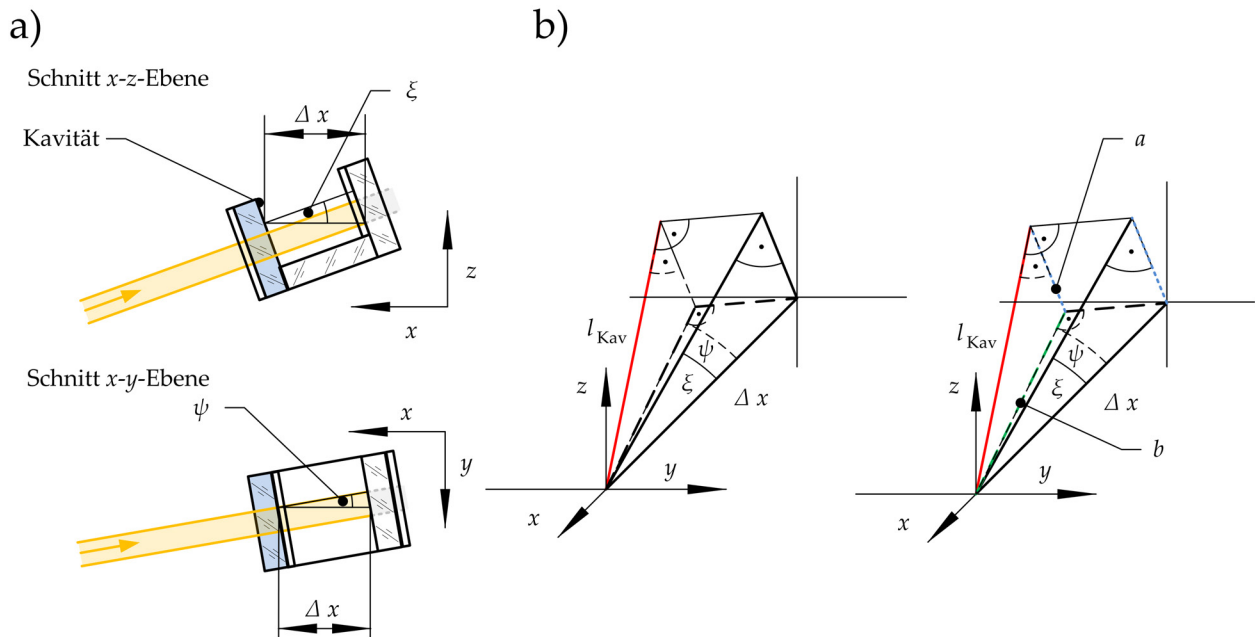


Abbildung 4.26: Herleitung der korrigierten Kavitätslänge: a) Schnitt der x - z - und der x - y -Ebene, b) isometrische Darstellung der gesuchten Kavitätslänge l_{Kav} in Abhängigkeit der gemessenen Länge Δx

$$l_{Kav, \vartheta_0} = \frac{\bar{l}}{1 + \alpha_{BK7}(\vartheta - \vartheta_0)} \quad (4.18)$$

Als Festlegung gilt $\vartheta_0 = 20^\circ\text{C}$. Die experimentell bestimmte Länge der Kavität wird als \bar{l} in die Formel eingesetzt. Der Ausdehnungskoeffizient α_{BK7} beträgt $6 \cdot 10^{-6} \frac{1}{\text{K}}$ für BK-7 (vgl. Unterabschnitt 4.6.1).

Ein weiterer systematischer Fehlereinfluss auf die Kavitätslängenmessung ist die windschiefe Ausrichtung der Kavität relativ zur Messachse in der NPM. Durch diese windschiefe Ausrichtung entsteht ein Cosinusfehler und es wird immer eine zu große Kavitätslänge gemessen, da die Parallele zur Bewegungsachse mit der Länge Δx erfasst wird (vgl. Abbildung 4.25). Diese Parallele ist eine Diagonale innerhalb der Kavität und nicht identisch mit der gesuchten Orthogonalen an der angetasteten Fläche. Um nun auf die korrekte Kavitätslänge zurückzurechnen, muss die Ausrichtung der Kavität ermittelt werden. Die Ausrichtung leitet sich aus den in Unterabschnitt 4.6.2 gemessenen Signaturpositionen für unterschiedliche Lagen der Kavität in der y -Achse und der z -Achse ab. Da hier über die Messungen an neun verschiedenen Positionen ein Quadrat mit der Basislänge von einem Millimeter aufgespannt wird, lässt sich der Neigungswinkel um die y -Achse (ξ) und die z -Achse (ψ) berechnen (Abbildung 4.26). Auch für diese Neigungswinkelbestimmung sind Eingangsunsicherheiten abzuleiten, die im Nachgang mit in die kombinierte Messunsicherheit der Kavitätslängenmessung eingehen. Für die Korrektur der Kavitätslänge werden die Beträge der Einzelwinkel ξ und ψ und deren Eingangsunsicherheiten benötigt. Aus diesen lässt sich dann die eigentliche Kavitätslänge bestimmen. Zunächst werden die Kanten a und b über den Cosinus bzw.

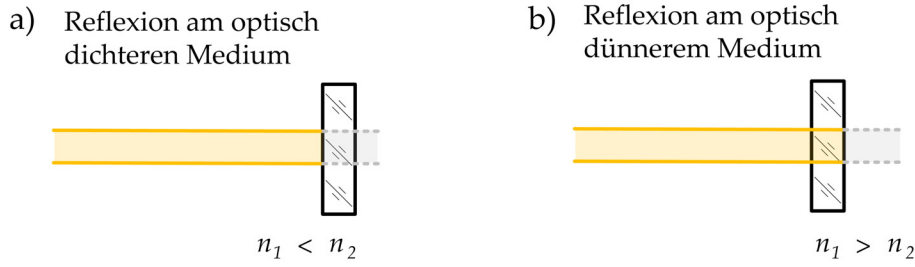


Abbildung 4.27: Fallunterscheidung bei optischer Reflexion an Brechzahlübergängen

Sinus bestimmt (ab Gleichung 4.19).

$$a = \Delta x \cdot \sin \xi \quad (4.19)$$

$$b = \Delta x \cdot \cos \psi \quad (4.20)$$

Dabei ist Δx die gemessene, scheinbare Länge. Der Wert entspricht dem Betrag, um den die Spiegelecke in der x -Achse verschoben werden muss, damit die Weißlichtsignatur ein zweites Mal mit gleicher Lage auf der CMOS-Matrix detektiert wird. Mit a und b wird nun die korrigierte Kavitätslänge $l_{\text{Kav},\xi,\psi}$ berechnet.

$$l_{\text{Kav},\xi,\psi} = \sqrt{b^2 - a^2} = \Delta x \cdot \sqrt{(\cos \psi)^2 - (\sin \xi)^2} \quad (4.21)$$

In der Labormessung ist die windschiefe Lage nicht messbar, da hier die Kavität nicht lateral zur Messachse verschiebbar ist. Dies wirkt sich in einer zu groß gemessenen Kavitätslänge aus (systematischer Fehler).

Beim dritten systematischen Fehlereinfluss, der im Nachgang korrigierbar ist, handelt es sich um den Längenmessfehler, der durch den optischen Phasensprung bei der Reflexion an optischen Grenzschichten entsteht. Bei jeder Reflexion tritt ein Phasensprung in der reflektierten optischen Lichtwelle auf. Generell muss hierbei zwischen zwei Fällen unterschieden werden. Der erste Fall ist die Reflexion am optisch dichteren Medium ($n_1 < n_2$) und der zweite Fall ist die Reflexion am optisch dünneren Medium ($n_1 > n_2$). Beide Fälle sind in Abbildung 4.27 dargestellt und besitzen eine direkte Relevanz für die optische Kavitätslängenmessung. In der Literatur findet sich die Angabe, dass bei der Reflexion am optischen dichteren Medium ein Phasensprung um $\Phi = \pi \hat{=} \lambda/2$ stattfindet ([15], S.19; [17], S.583). Bei der Betrachtung von Reflexionen am optisch dünneren Medium, welche vor allem für die Totalreflexion von technischer Bedeutung ist, muss man für unterschiedliche Einfallswinkel sowie zwischen der transversal-elektrischen Welle (TE-Welle) und der transversal-magnetischen Welle (TM-Welle) differenzieren. Für einen Einfallswinkel ϵ kleiner dem Brewster- bzw. Polarisationswinkel ϵ_p erfährt nur der TM-Anteil der Lichtwelle einen Phasensprung. Dieser Phasensprung beträgt $\Phi_{\text{TM}} = \pi$ unabhängig vom eigentlichen Einfallswinkel $\epsilon < \epsilon_p$. Der Brewsterwinkel ϵ_p wird mit nachfolgender Gleichung 4.22 berechnet.

$$\epsilon_p = \arctan \frac{n_2}{n_1} \quad (4.22)$$

Tabelle 4.3: Phasensprünge bei der Reflexion von Lichtwellen in der Übersicht, vgl. [17], S.585

a) Reflexion an optisch dichteren Medien, $n_1 < n_2$		
Winkelbereich	TE-Welle	TM-Welle
$\epsilon < \epsilon_p$	$\Phi_{TE} = \pi$	$\Phi_{TM} = 0$
$\epsilon > \epsilon_p$	$\Phi_{TE} = \pi$	$\Phi_{TM} = \pi$
b) Reflexion an optisch dünneren Medien, $n_1 > n_2$		
Winkelbereich	TE-Welle	TM-Welle
$\epsilon < \epsilon_p$	$\Phi_{TE} = 0$	$\Phi_{TM} = \pi$
$\epsilon_p < \epsilon < \epsilon_g$	$\Phi_{TE} = 0$	$\Phi_{TM} = 0$
$\epsilon > \epsilon_g$	$\Phi_{TE} = 2 \cdot \arctan \frac{\sqrt{n_1^2 \sin^2 \epsilon - n_2^2}}{n_1 \cos \epsilon}$	$\Phi_{TM} = 2 \cdot \arctan \frac{n_1 \sqrt{n_1^2 \sin^2 \epsilon - n_2^2}}{n_2^2 \cos \epsilon}$

Der TE-Anteil der Lichtwelle erfährt keinen Phasensprung ($\Phi_{TE} = 0$). Liegt der Einfallswinkel zwischen Polarisationswinkel und Grenzwinkel der Totalreflexion ($\epsilon_p < \epsilon < \epsilon_g$), so widerfährt dem TM-Wellenanteil des Lichtes ebenfalls kein Phasensprung ($\Phi_{TM} = 0$). Ist der Einfallswinkel ϵ größer als der Grenzwinkel ϵ_g der Totalreflexion $\epsilon > \epsilon_g$, ergeben sich komplexe Reflexionsfaktoren. Die positiven Vorzeichen der Phasenverschiebungen zeigen auf, dass die reflektierte Welle gegenüber der einfallenden Welle vorausschlägt. Für die Berechnung der Phasensprünge verschiedener Reflexionen an optischen Grenzflächen werden die in Tabelle 4.3 dargestellten Formeln und Werte genutzt, um den optisch gemessenen Abstand von Innenflächen einer Glaskavität zu korrigieren. Dabei ist zu beachten, dass der Brewsterwinkel ϵ_p für Fall a) und b) unterschiedliche Werte besitzt. Bei der Kavitätslängenmessung beträgt der Winkel $0^\circ \leq \epsilon < \epsilon_p$. Die Reflexion an der Grenzfläche zum optisch dichteren Medium führt zu einem Phasensprung von π . Die Lichtwelle eilt in ihrer Phase nach der Reflexion um $\frac{\lambda}{2} = 414,6 \text{ nm}$ (Infrarot-LED) bzw. um $\frac{\lambda}{2} = 270,7 \text{ nm}$ (LIME-LED) voraus. Die Position der hinteren Glasfläche (Glaskörper 3), an der der Lichtstrahl zurückreflektiert, liegt also scheinbar um $\frac{\lambda}{4}$ zu nah. Daraus ergibt sich, dass die gemessene Länge der Kavität systematisch zu kurz angegeben ist.

$$l_{\text{Kav},\lambda} = \bar{l} + \frac{\lambda}{4} \quad (4.23)$$

Der aufzuaddierende Korrekturwert beträgt $\frac{\lambda}{4} = 207,3 \text{ nm}$ bei Einsatz der Infrarot-LED und $\frac{\lambda}{4} = 135,35 \text{ nm}$ bei Einsatz der LED im sichtbaren Spektrum.

Anlagerungen von Molekülen an Objektoberflächen können ebenfalls einen Einfluss auf den scheinbaren Ort einer Reflexion haben und beeinflussen somit auch die Laufzeit einer optischen Welle. Sie bilden für sich eine dünne Wasserschicht an der Objektoberfläche. Sicherlich ist dieser Effekt neben Einflüssen wie der veränderlichen Brechzahl von Luft eher gering, dennoch erfordern höchste Präzisionsanforderungen einer Messung auch eine Betrachtung dieses Effekts. Zusätzlich haften je nach Material auch verschiedene Kohlenwasserstoffe und Oberflächenoxide an. Als Beispiel werden in der Literatur für die Schichtdicken von an Silizium anhaftendem Wasser $0,28 \text{ nm} \pm 0,08 \text{ nm}$ und für Kohlenwasserstoffe $0,47 \text{ nm} \pm 0,16 \text{ nm} \dots 0,54 \text{ nm} \pm 0,18 \text{ nm}$ angegeben [95]. Der Einfluss dieser Schichten fällt damit allerdings für die in dieser Arbeit untersuchten

Anwendungen der Form- und Längenmessungen verschwindend gering aus und wird nachfolgend nicht in die Korrektur miteinbezogen, da sich die Messunsicherheiten der erfassten Kavitätslängen (zufällige Fehlereinflüsse) um mindestens eine Größenordnung unterscheiden.

Die kombinierte Messunsicherheit der durchgeführten Kavitätslängenmessung setzt sich aus der Analyse der statistischen Unsicherheiten der zufälligen Fehlereinflüsse und den statistischen Unsicherheiten der korrigierten systematischen Fehlereinflüsse zusammen. An dieser Stelle unterscheidet sich bereits die Messung im Labor von der Messung in der NPM, da bei ersterer beispielsweise die windschiefe Ausrichtung der Kavität in der Struktur des Experimentalaufbaus nicht erfassbar ist. Da es sich dann um einen unbekannten systematischen Fehler handelt, wird dieser sogleich zu den zufälligen Messfehlern hinzugezählt. In den nachfolgenden Unterabschnitten 4.7.1 und 4.7.2 werden daher separate Ansätze zur Berechnungen der kombinierten Messunsicherheit betrachtet.

4.7.1 Messunsicherheitsbetrachtung für die Labormessung

Die korrigierbaren systematischen Fehlereinflüsse in der Labormessung sind die thermische Ausdehnung und der Einfluss des Phasensprungs bei der Reflexion an optischen Grenzschichten. Die Modellgleichung zur Korrektur der systematischen Fehlereinflüsse ergibt sich daher gemäß Gleichung 4.24.

$$l_{\text{Lab},\vartheta_0,\lambda_m} = \frac{\bar{l} + \frac{\lambda_m}{4}}{1 + \alpha(\vartheta - \vartheta_0)} \quad (4.24)$$

Für die Messung mit der infraroten LED ergibt sich eine Wellenlänge von $\lambda_m = 829,2 \text{ nm}$ bei einem Betriebsstrom von $I = 80 \text{ mA}$, die mit einem Spektrometer ausgemessen wurde. Die Unsicherheit der gemessenen mittleren Wellenlänge beträgt $u(\lambda_m) = 1 \text{ nm}$, welche sich aus den Angaben des verwendeten Spektrumanalysators für Einzelmessungen herleitet (GUM: Typ B). Die Temperatur, auf die die gemessene Kavitätslänge bezogen wird, ist mit $\vartheta_0 = 20^\circ \text{C}$ festgelegt. Die gemessene mittlere Temperatur im Labor beträgt $\vartheta = 22,49^\circ \text{C}$ mit einer Eingangsunsicherheit von $u(\vartheta) = 0,12 \text{ K}$ in zehn Messdurchgängen (GUM: Typ A). Die Einzeltemperaturen und deren Streuung werden ganz bewusst nicht für jeden Einzelmessdurchgang in der Messreihe ausgewertet und mit den Längenwerten der Kavität verrechnet, weil das Ergebnis der Versuchsdurchführung im Ganzen als Vergleich zur Messung in einer temperierten Umgebung herangezogen werden soll. Die Unsicherheit $u(\vartheta)$ beinhaltet somit auch den Einfluss der Temperaturveränderung im Raum auf die Messunsicherheit der mittleren Kavitätslänge. Um auf die Länge der Kavität zurückzurechnen, wird der bereits erwähnte Ausdehnungskoeffizient $\alpha = 6 \cdot 10^{-6} \frac{1}{\text{K}}$ für das im mittleren Glassegment verwendete BK-7 benötigt. Die Unsicherheit dieser Eingangsgröße (Typ B) berechnet sich zu $u(\alpha) = 0,2887 \cdot 10^{-6} \frac{1}{\text{K}}$ bei angenommener Rechteckverteilung. Die einzusetzende mittlere Kavitätslänge (Typ A) beträgt $\bar{l} = 9915,907 \mu\text{m}$ (Unterabschnitt 4.6.1) mit der zugehörigen Einzelunsicherheit $u(\bar{l}) = 0,0279 \mu\text{m}$. Daraus ergibt sich die korrigierte Kavitätslänge als Schätzwert der Ausgangsgröße zu $l_{\text{Lab},\vartheta_0,\lambda_m} = 9915,966 \mu\text{m}$.

Die Unsicherheit des Schätzwertes der Ausgangsgröße ermittelt sich durch die kombinierte

Messunsicherheit aus den Unsicherheiten der Eingangsgrößen. Gleichung 4.25 beschreibt die kombinierte Messunsicherheit.

$$[u_c(l_{\text{Lab},\vartheta_0,\lambda_m})]^2 = \left[\frac{\partial l_{\text{Lab},\vartheta_0,\Delta\varphi}}{\partial \bar{l}} \cdot u(\bar{l}) \right]^2 + \left[\frac{\partial l_{\text{Lab},\vartheta_0,\Delta\varphi}}{\partial \lambda_m} \cdot u(\lambda_m) \right]^2 + \left[\frac{\partial l_{\text{Lab},\vartheta_0,\Delta\varphi}}{\partial \alpha} \cdot u(\alpha) \right]^2 + \left[\frac{\partial l_{\text{Lab},\vartheta_0,\Delta\varphi}}{\partial \vartheta} \cdot u(\vartheta) \right]^2 \quad (4.25)$$

Durch die Bildung der partiellen Ableitungen erhält man die Form nach Gleichung 4.26, in die sich die Schätzwerte der Eingangsgrößen einsetzen lassen.

$$[u_c(l_{\text{Lab},\vartheta_0,\lambda_m})]^2 = \left[\frac{1}{1 + \alpha(\vartheta - \vartheta_0)} \cdot u(\bar{l}) \right]^2 + \left[\frac{1}{4 + 4\alpha(\vartheta - \vartheta_0)} \cdot u(\lambda_m) \right]^2 + \left[-\frac{(\vartheta - \vartheta_0)(\bar{l} + \frac{\lambda_m}{4})}{(1 + \alpha(\vartheta - \vartheta_0))^2} \cdot u(\alpha) \right]^2 + \left[-\frac{\alpha(\bar{l} + \frac{\lambda_m}{4})}{(1 + \alpha(\vartheta - \vartheta_0))^2} \cdot u(\vartheta) \right]^2 \quad (4.26)$$

Nach dem Einsetzen der Schätzwerte der Eingangsgrößen ergeben sich vier Empfindlichkeitskoeffizienten, die mit den Werten der Einzelunsicherheiten multipliziert werden. Die Produkte sind in Gleichung 4.27 dargestellt und es lassen sich die jeweiligen Unsicherheitsbeiträge der Eingangsgrößen vergleichen.

$$\begin{aligned} u_c(l_{\text{Lab},\vartheta_0,\lambda_m}) &= \sqrt{(C_{\bar{l}} \cdot u(\bar{l}))^2 + (C_{\lambda_m} \cdot u(\lambda_m))^2 + (C_{\alpha} \cdot u(\alpha))^2 + (C_{\vartheta} \cdot u(\vartheta))^2} \\ &= \sqrt{(0,027\,899\,58\,\mu\text{m})^2 + (0,000\,144\,34\,\mu\text{m})^2 + (-0,007\,127\,50\,\mu\text{m})^2 + (-0,007\,139\,39\,\mu\text{m})^2} \\ &= 0,029\,67\,\mu\text{m} \end{aligned} \quad (4.27)$$

Damit ergibt sich als Endergebnis für die Messungen im Labor für die Kavitätslänge an der gemessenen Position $l_{\text{Lab},\vartheta_0,\lambda_m} = 9915,966\,\mu\text{m} \pm 0,059\,\mu\text{m}$ für $k = 2$ und $P = 95\%$. Die größte statistische Unsicherheit auf das Messergebnis geht dabei von der Streuung der gemessenen Längenwerte aus ($C_{\bar{l}} \cdot u(\bar{l})$). Dies ist auf die thermische Ausdehnung des Weißlichtinterferometers und des Messaufbaus innerhalb des Labors zurückzuführen. Die messtechnische Stabilität des Aufbaus fällt damit, wie zu erwarten war, vergleichsweise gering aus. Obwohl die Kavitätslänge über zehn Messreihen hinweg gemittelt wird, stellt sich eine erweiterte Messunsicherheit ein, die um den Faktor zehn gegenüber der Einzelunsicherheit einer einzelnen Messreihe in der NPM liegt (vgl. Unterabschnitt 4.6.2). Andererseits ist es erstaunlich, dass die Länge der Kavität mit einer statistischen Unsicherheit, also für zufällige Einflüsse, im zweistelligen Nanometerbereich ermittelbar ist, obwohl keine Temperierung des Raumes oder der Kavität stattgefunden hat. Auf unbekannte systematische Fehlereinflüsse wird in Unterabschnitt 4.7.3 eingegangen.

4.7.2 Messunsicherheitsbetrachtung für die NPM-Messung

Die korrigierbaren systematischen Fehler der Kavitätslängenmessung in der NPM (NMM-1) setzen sich zusammen aus der thermischen Längenausdehnung der Kavität, der windschiefen Ausrich-

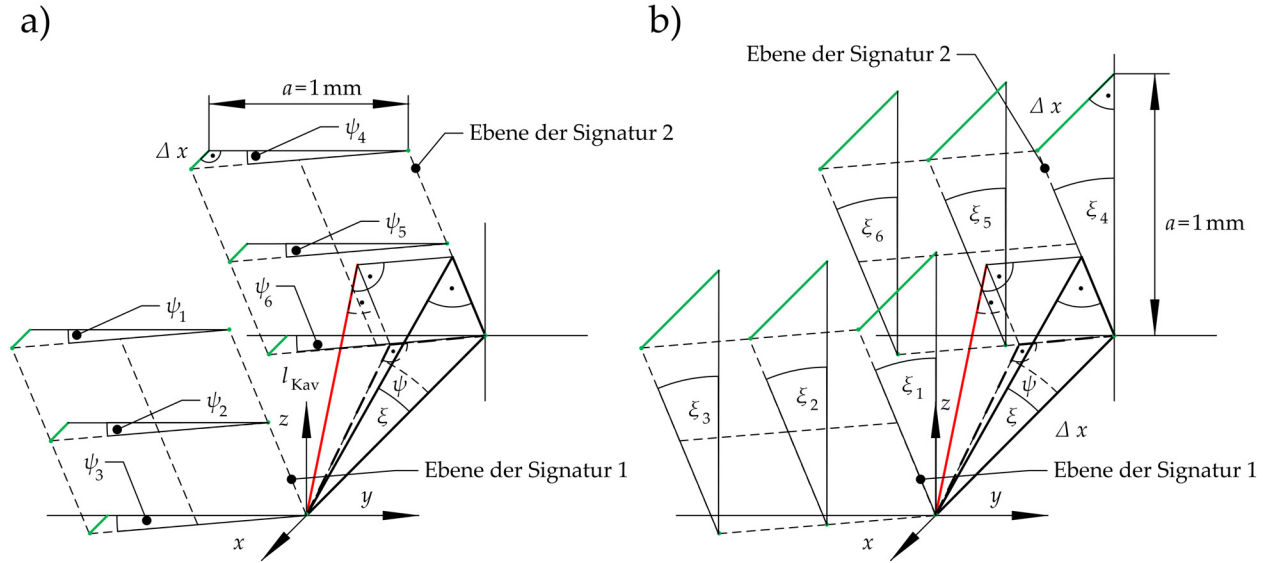


Abbildung 4.28: Bestimmung der Kavitätsneigungswinkel ψ und ξ bei der NPM-Messung: a) Neigungswinkel ψ um die z -Achse, b) Neigungswinkel ξ um die y -Achse

tung der Kavität zur Längenmessachse der NPM und dem Einfluss des Phasensprungs bei der Reflexion an den Glaskörperinnenflächen. Die Korrektur der thermischen Ausdehnung ist bereits in Abschnitt 4.6.2 als $\Delta \bar{l}(\vartheta_0) = 0,009 \mu\text{m}$ in das Messergebnis eingerechnet worden. Aus diesem Grund wird der Mittelwert der Kavität wieder auf den ursprünglich erfassten Wert zurückgerechnet. Die Fehler- und Messunsicherheitsbetrachtung erfolgt am Beispiel von Messreihe Nr.6. Im Anschluss folgt eine Tabelle mit den übrigen Messreihen. Die Berechnung der Korrektur der systematischen Fehlereinflüsse erfolgt nach Gleichung 4.28.

$$l_{\text{NPM}, \vartheta_0, \lambda_m, \xi, \psi} = \frac{(\bar{l} + \frac{\lambda_m}{4}) \cdot \sqrt{(\cos \psi)^2 - (\sin \xi)^2}}{1 + \alpha(\vartheta - \vartheta_0)} \quad (4.28)$$

Der aus der Messreihe Nr.6 ermittelte Schätzwert der Eingangsgröße \bar{l} beträgt $9916,813 \mu\text{m}$ ohne Temperaturkompensation. Nach GUM handelt es sich bei dieser Größe um den Typ A. Gemäß des Phasensprungs von π bei der Reflexion an der hinteren inneren Glasfläche muss zu diesem Betrag noch die zusätzliche geometrische Länge von $\frac{\lambda_m}{4} = 135,35 \text{ nm}$ addiert werden (Typ B), ausgehend von einer mittleren Wellenlänge $\lambda_m = 541,4 \text{ nm}$. Der Schätzwert für die in der Messreihe ermittelte Temperatur ϑ beträgt $19,843^\circ\text{C}$ und wird in der entsprechenden Messreihe erfasst (Typ A). Die Eingangsgrößen vier und fünf sind die Winkel ξ und ψ , die sich über alle Messreihen hinweg mitteln lassen. Zu diesem Zweck werden die einzelnen Signaturpositionen der Messreihen ausgewertet. Für jede Signatur ist der Winkel ξ und ψ jeweils dreimal über die Kantenlänge von 1 mm auszurechnen. Bei zwei Signaturen ergibt das einen Datensatz mit jeweils sechs Einzelwerten für jeden Winkel (vgl. Abbildung 4.28). Dazu muss erwähnt werden, dass die windschiefe Lage von Glaskörper 1 (ξ_1, ψ_1) und von Glaskörper 3 (ξ_2, ψ_2) zueinander gemittelt wird. Vergleicht man die Winkelwerte untereinander, wird deutlich, dass die windschiefe Lage der Kavität zur x -Achse der NPM deutlich größer als der Keilwinkel zwischen Glaskörper 1 und 3 ist. Aus den Eingangsdaten der Signaturen ergibt sich ein mittlerer Kippwinkel ξ um die y -Achse (Höhenversatz über die

Tabelle 4.4: Messunsicherheitsbetrachtung der Kavitätslängenmessung in der NPM, Empfindlichkeitskoeffizienten und Eingangsunsicherheiten

Eingangsgröße	X_i	Partielle Ableitung	$\frac{\partial l}{\partial X_i} \cdot u(X_i)$
Kavitätslänge	\bar{l}	$\frac{\partial l}{\partial \bar{l}} = \frac{\sqrt{\cos^2 \psi - \sin^2 \xi}}{1 + \alpha(\vartheta - \vartheta_0)}$	$0,9999764 \cdot 0,0023 \mu\text{m} = 2,30 \text{ nm}$
Wellenlänge	λ_m	$\frac{\partial l}{\partial \lambda_m} = \frac{\sqrt{\cos^2 \psi - \sin^2 \xi}}{4 + 4\alpha(\vartheta - \vartheta_0)}$	$0,2499941 \cdot 0,000577 \mu\text{m} = 0,14 \text{ nm}$
Temperatur	ϑ	$\frac{\partial l}{\partial \vartheta} = -\frac{\alpha \cdot (\bar{l} + \frac{\lambda_m}{4}) \cdot \sqrt{\cos^2 \psi - \sin^2 \xi}}{[1 + \alpha(\vartheta - \vartheta_0)]^2}$	$-0,0595003 \frac{\mu\text{m}}{\text{K}} \cdot 0,001 \text{ K} = -0,06 \text{ nm}$
therm. Ausdehnung	α	$\frac{\partial l}{\partial \alpha} = -\frac{(\vartheta - \vartheta_0) \cdot (\bar{l} + \frac{\lambda_m}{4}) \cdot \sqrt{\cos^2 \psi - \sin^2 \xi}}{[1 + \alpha(\vartheta - \vartheta_0)]^2}$	$1556,9256 \mu\text{m K} \cdot 0,288675 \cdot 10^{-6} \frac{1}{\text{K}} = 0,45 \text{ nm}$
Neigung um z	ψ	$\frac{\partial l}{\partial \psi} = -\frac{(\bar{l} + \frac{\lambda_m}{4}) \cdot \sin \psi \cdot \cos \psi}{[1 + \alpha(\vartheta - \vartheta_0)] \cdot \sqrt{\cos^2 \psi - \sin^2 \xi}}$	$6,0580720 \mu\text{m} \cdot 1,71 \cdot 10^{-5} \text{ rad} = 0,10 \text{ nm}$
Neigung um y	ξ	$\frac{\partial l}{\partial \xi} = -\frac{(\bar{l} + \frac{\lambda_m}{4}) \cdot \sin \xi \cdot \cos \xi}{[1 + \alpha(\vartheta - \vartheta_0)] \cdot \sqrt{\cos^2 \psi - \sin^2 \xi}}$	$-69,250184 \mu\text{m} \cdot 0,998 \cdot 10^{-5} \text{ rad} = -0,69 \text{ nm}$

z-Richtung) über die Gleichung 4.29.

$$\xi = \frac{\sum_{i=1}^6 \arctan\left(\frac{\Delta x_{i,z}}{a}\right)}{i} = 0,4001^\circ \quad (4.29)$$

Dabei ist $a = 1 \text{ mm}$ die Basislänge des Quadrats. Die Größe Δx_i steht für die sechs Höhendifferenzen in x für eine der beiden Bezugsrichtungen y und z an beiden Signaturpositionen. Für den mittleren Kippwinkel ψ , der die Verdrehung um die z -Achse beschreibt, kommt Gleichung 4.30 zum Einsatz.

$$\psi = \frac{\sum_{i=1}^6 \arctan\left(\frac{\Delta x_{i,y}}{a}\right)}{i} = -0,035^\circ \quad (4.30)$$

Mit den eingesetzten Schätzwerten der sechs Eingangsgrößen ergibt sich als Schätzwert für die korrigierte Kavitätslänge der Messreihe Nr.6 ($y = 17500 \mu\text{m}$ und $z = 2000 \mu\text{m}$) eine Länge $l_{\text{NPM},\vartheta_0,\lambda_m,\xi,\psi} = 9916,714 \mu\text{m}$.

Jeder dieser korrigierbaren Einflüsse besitzt seine eigene Unsicherheit. So gehen in die Betrachtung die Unsicherheit der Temperaturbestimmung $u(\vartheta)$ die Unsicherheiten der Längenanpassung durch die windschiefe Ausrichtung der Kavität $u(\psi)$ und $u(\xi)$, die Unsicherheit durch die Korrektur des Phasensprungs $u(\lambda_m)$ sowie die Unsicherheit des Ausdehnungskoeffizienten $u(\alpha)$ mit ein. Sie werden mit den partiellen Ableitungen der Modellgleichung gewichtet, wobei auch hier wieder die Schätzwerte der Eingangsgrößen eingesetzt werden. Die Unsicherheit des mittleren Längenwertes $u(\bar{l})$ ergibt sich aus der Streuung der gemessenen Kavitätslängen innerhalb der Messreihe. Die partiellen Ableitungen der Modellgleichung der Ausgangsgröße $l_{\text{NPM},\vartheta_0,\lambda_m,\xi,\psi}$ sind in Tabelle 4.4 zusammengefasst. Über Gleichung 4.31 ergibt sich der Wert für die kombinierte Messunsicherheit.

$$u_c(l_{\text{NPM},\vartheta_0,\lambda_m,\xi,\psi}) = \sqrt{\sum \left[\frac{\partial l}{\partial X_i} \cdot u(X_i) \right]^2} = 0,00245 \mu\text{m} = 2,45 \text{ nm} \quad (4.31)$$

Tabelle 4.5: Vergleich der Ergebnisse zur Kavitätslängenmessung

Experiment	Kavitätslänge l_{Kav}	U_c , $k = 2, P = 95 \%$	Fehlerkorrektur
Labormessung	9915,966 μm	$\pm 0,059 \mu\text{m}$	temperaturkompensiert Kompensation des Phasensprungs
NPM-Messung	9916,714 μm	$\pm 0,0049 \mu\text{m}$	temperaturkompensiert Kompensation des Phasensprungs Kompensation der Kavitätsneigung temperierte Messung

Abweichung	Betrag	Ursachen
systematische	$\Delta l_{\text{Kav}} = 0,748 \mu\text{m}$	abweichende Messposition
relative	$\frac{\Delta l_{\text{Kav}}}{l_{\text{Kav}}} = 7,5 \cdot 10^{-5}$	Neigungswinkel $\gamma > 0^\circ$ zwischen Führung und Laserinterferometer (vgl. Abb. 4.29)
	$\Delta l_{\text{Kav}} \approx 10^{-4} \cdot l_{\text{Kav}}$	

Den größten statistischen Unsicherheitsbeitrag liefert die Messung der Länge \bar{l} mit $u(\bar{l}) = 2,30 \text{ nm}$. Ursachen für die auftretenden zufälligen Schwankungen des Messwertes ergeben sich aus der Unsicherheit der Brechzahl in Luft (Korrektur über Edlen-Formel), der Frequenzstabilität der Laserlichtquelle, der Reproduzierbarkeit der Signaturerfassung im Weißlichtinterferometer und der mechanischen Stabilität des Messaufbaus in der NPM (Schwingungen, Temperaturschwankungen). Den zweitgrößten Unsicherheitsbetrag trägt die Neigungswinkelbestimmung der Kavität um die y -Achse bei ($u(\xi) = -0,69 \text{ nm}$). Der geringste Unsicherheitsbetrag wird durch kurzzeitige Schwankungen der Temperatur ($u(\vartheta) = -0,06 \text{ nm}$) und der damit verursachten Wärmeausdehnung der Kavität verursacht, was auf die sehr guten Messbedingungen unter der Klimahaube der NPM zurückzuführen ist. Das Endergebnis für die Kavitätslängenmessung der Messreihe Nr.6 beträgt somit $l_{\text{NPM}, \vartheta_0, \lambda_m, \xi, \psi} = 9916,714 \mu\text{m} \pm 0,0049 \mu\text{m}$ für $k = 2$ und $P = 95 \%$.

4.7.3 Vergleich der Messergebnisse aus Labor- und NPM-Messung

Aus Abschnitt 4.6 geht hervor, dass sich die ermittelten Kavitätslängen im Ergebnis zwischen der einfachen Labormessung und der Messung in der NMM-1 unterscheiden. Beide Messergebnisse sind durch eine Vielzahl an Messreihen belegt und es stellen sich in beiden Experimenten in der nachträglich durchgeführten Unsicherheitsbetrachtung Messunsicherheiten ein, die kleiner sind als die Abweichungen zwischen beiden Messergebnissen (vgl. Tabelle 4.5). Eine Hauptursache für diese Abweichung liegt sicherlich in der nicht erfassbaren systematischen Abweichung infolge der windschiefen Lage der Kavität, der Führungsachse und der Laserinterferometerachse im Labor-experiment. Diese führt zu einer scheinbar kleineren Kavitätslänge, wenn der Neigungswinkel zwischen Kavität und Führungsachse kleiner ist als der Neigungswinkel zwischen Führungsachse und Laserinterferometer. Eine weitere Ursache der kürzeren Kavitätslänge ist die Antastung unterschiedlicher Positionen an der Kavität zwischen beiden Experimenten. Dabei wirkt sich die windschiefe Ausrichtung der Glasinnenflächen zueinander aus, sodass sich unterschiedliche

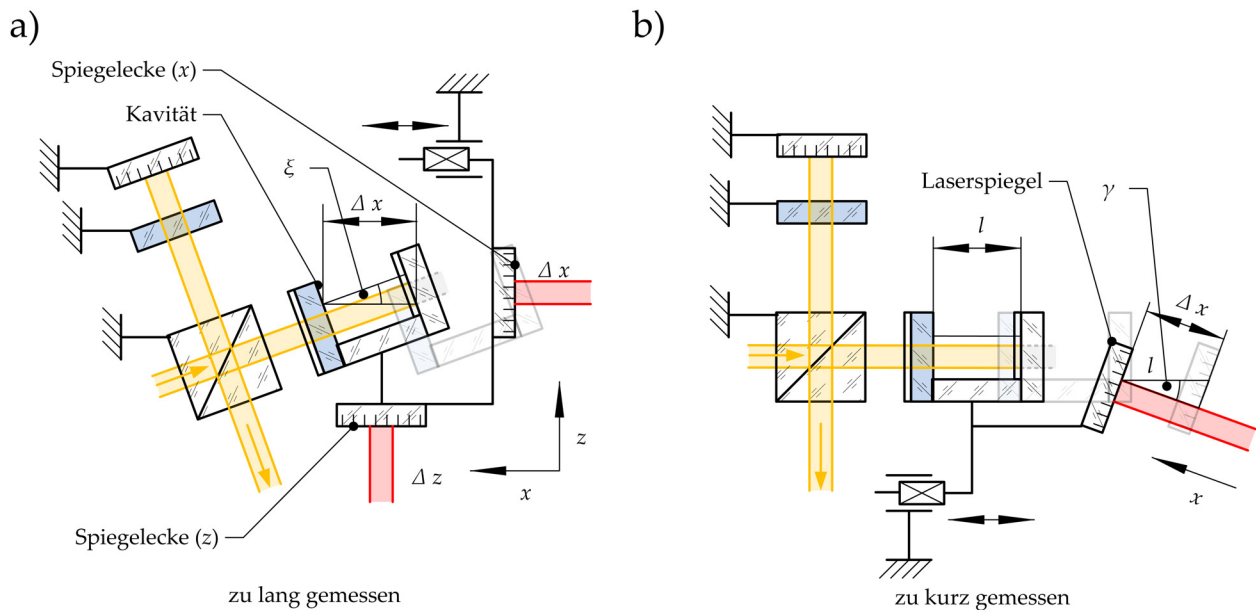


Abbildung 4.29: Vergleich des Längenmessfehlers an der Kavität zwischen Laborexperiment und Experiment in der NPM: a) Cosinusfehler führt zu einer zu großen Kavitätslänge in der NPM-Messung, b) Cosinusfehler führt zu einer zu kleinen Kavitätslänge in der Labormessung

Längen ergeben (Tangensfehler). Der angesprochene wichtige Unterschied zwischen beiden Experimenten liegt auf jeden Fall in der Justierung der Strahlführung des laserinterferometrischen Messsystems und des Weißlichtinterferometers relativ zur Bewegungsrichtung der Linearführung. Abbildung 4.29 stellt diesen Unterschied grafisch dar. In der Nanopositionier- und Messmaschine ist das relativ messende Laserinterferometer auf die Bewegungsrichtung der x -Achse justiert. Weiterhin kompensieren Korrekturalgorithmen eine mögliche Verkipfung der Spiegelecke durch Auswertung der Lage über Winkelsensoren, welche auf dem Autokollimationsprinzip beruhen. Durch diese Maßnahmen wird im Experiment mit der NMM-1 der Cosinusfehler am Laserinterferometer minimiert. Da diese Verkipfung zwischen Führungssachse und Laserinterferometerachse minimiert ist, wirkt sich nur noch eine Verkipfung der Kavität gegenüber der Führungssachse aus. Diese resultiert in einem stets zu lang gemessenen Verschiebeweg der Kavität (vgl. Abbildung 4.29b). Beide Fehler durch Neigungswinkel lassen sich ohne eine besondere Justage des Messspiegels relativ zur Bewegungsrichtung im Laborexperiment nicht verhindern. Daher führen diese und in ihrer Kombination während der Labormessung zu einer zu kurz gemessenen Kavität. Im Gegensatz dazu führt eine Neigung der Kavität relativ zur Führungssachse zu einem Cosinusfehler, der stets in einer zu groß gemessenen Kavitätslänge resultiert. Das bedeutet, dass sich beide Fehler kompensieren, wenn man die Kavität mit dem Laserinterferometer direkt antastet. Diese müsste daher im Laborexperiment eine zusätzliche, vollverspiegelte Fläche am Glaskörper 1 oder 3 besitzen.

Aus der Längendifferenz zwischen beiden Experimenten wird abgeschätzt, wie groß der Neigungswinkelunterschied zwischen Kavitätsverkipfung und Messspiegelverkipfung im Laboraufbau ist. Diese Winkeldifferenz wird jedoch von der windschiefen Ausrichtung überlagert. Es werden

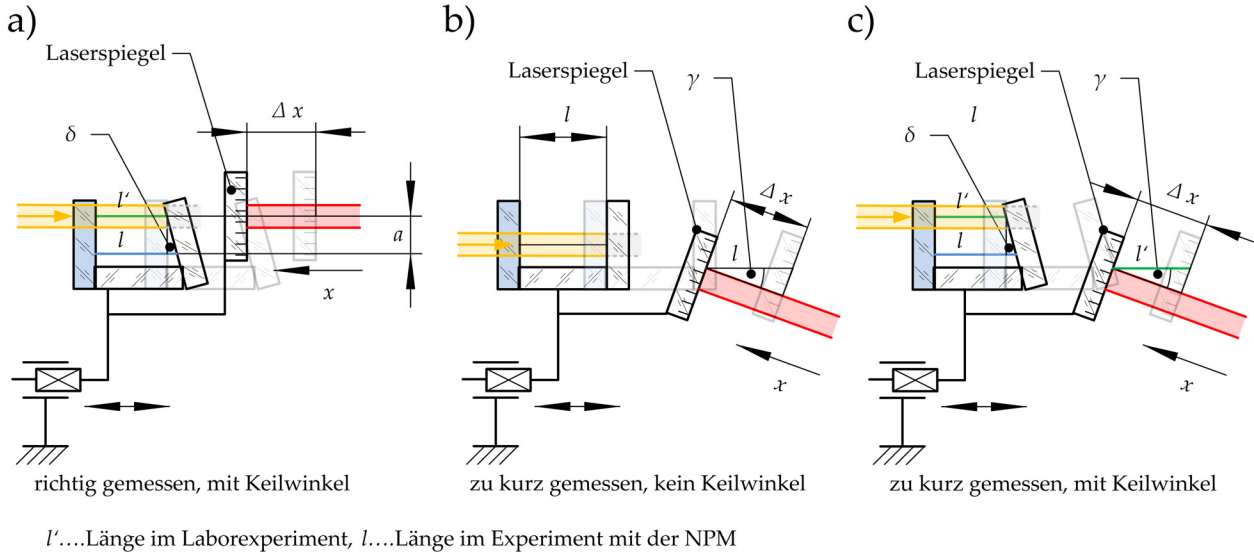


Abbildung 4.30: Einflüsse von Keilwinkel δ und Neigungswinkel γ im Laborexperiment: a) nur mit Keilwinkel, b) ohne Keilwinkel, aber mit Neigungswinkel, c) beide Fehlereinflüsse

daher für drei mögliche Szenarien Beispielrechnungen aufgezeigt, um zu bestätigen, ob die angenommenen Hypothesen plausibel sind. Diese drei möglichen Szenarien für eine scheinbar kürzere Kavitätslänge teilen sich auf in: a) Keilwinkel δ zwischen Glaskörper 1 und 3 (Tangensfehler), b) Neigungswinkel γ zwischen Laserinterferometerspiegel und Führung (Cosinusfehler), sowie c) beide Fehler (vgl. Abbildung 4.30). Zunächst wird Fall a) betrachtet. Dabei ist l' die Kavitätslänge, die sich durch den Ort der Antastung im Laborexperiment ergibt. Bei der Messung mit der NPM wird hingegen die Kavitätslänge l ermittelt, die parallel um die Strecke a versetzt liegt (Abbildung 4.30a). Den entstehenden Tangensfehler beschreibt Gleichung 4.32.

$$\delta = \arctan \frac{l - l'}{a} = \arctan \frac{748 \text{ nm} \cdot 10^{-6} \frac{\text{mm}}{\text{nm}}}{5 \text{ mm}} = 0,51' \quad (4.32)$$

Als Parallelversatz wird der Strahldurchmesser des Weißlichtinterferometers $d = a = 5 \text{ mm}$ angesetzt. Damit ergibt sich etwa eine halbe Winkelminute für einen möglichen Keilwinkel δ zwischen den Glaskörpern. Im zweiten Fall b) wird nun von einem Neigungswinkel γ zwischen dem Messspiegel des Laserinterferometers und der Führung ausgegangen und dass der Keilwinkel aus Fall a) auf Null reduziert ist.

$$\gamma = \arccos \frac{\Delta x}{l} = \arccos \frac{9915,966 \text{ } \mu\text{m}}{9916,714 \text{ } \mu\text{m}} = 0,7^\circ \quad (4.33)$$

Dabei steht die mit dem Interferometer gemessene Strecke Δx für die im Laborexperiment ermittelte Kavitätslänge $l_{\text{Kav}} = 9915,966 \text{ } \mu\text{m}$. Die in der NPM ermittelte und nachträglich korrigierte Kavitätslänge $l_{\text{Kav}} = 9916,714 \text{ } \mu\text{m}$ wird als korrekt angenommen. Der daraus resultierende Winkelfehler des Messspiegels bzgl. der Führungsachse im Laboraufbau ist dann kleiner 1° . Auch dieser Wert ist durchaus plausibel. Für Fall c) werden nun die Einflüsse aus a) und b) kombiniert. Um einen Neigungswinkel der Messspiegels γ auszurechnen, wird ein Keilwinkel der Kavität δ vorgegeben. Dieser Winkel bestimmt sich aus den unterschiedlichen Kavitätslängen der Messreihen

Nr.1 und Nr.10 (Abbildung 4.24e, S. 110 sowie Tabelle 4.2, S. 111).

$$\delta = \arctan \frac{\Delta l_{\text{Kav}}}{b} = \arctan \frac{0,086 \mu\text{m} \cdot 10^{-3} \frac{\text{mm}}{\mu\text{m}}}{1,414 \text{ mm}} = 0,21' \quad (4.34)$$

Der Basisabstand b der Punkte beträgt 1,414 mm. Der Höhenunterschied zwischen beiden Punkten ergibt sich aus der Differenz der beiden Kavitätslängen zu $\Delta l_{\text{Kav}} = 9916,864 \mu\text{m} - 9916,778 \mu\text{m} = 0,086 \mu\text{m}$. Der Neigungswinkel δ berechnet sich dann gemäß Gleichung 4.34. Daraus ergibt sich ein Neigungswinkel des Messspiegels γ durch Gleichung 4.35. Der für diesen Fall c) berechnete Neigungswinkel γ beträgt dann etwa einen halben Grad.

$$\gamma = \arccos \frac{l_{\text{Labor}}}{l_{\text{NMM-1}} - a \cdot \tan \delta} = \arccos \frac{9915,966 \mu\text{m}}{9916,714 \mu\text{m} - 5000 \mu\text{m} \cdot \tan 60,8 \mu\text{rad}} = 0,54^\circ \quad (4.35)$$

Zusammenfassend lässt sich also aussagen, dass ein Messspiegelneigungswinkel von $\gamma = 0,54^\circ$ in Kombination mit einem Keilwinkel innerhalb der Kavität von $\delta = 0,21'$ bei einem parallelen Versatz von $a = 5 \text{ mm}$ in einer scheinbar um $\Delta l_{\text{Kav}} = 748 \text{ nm}$ zu kurz gemessenen Kavitätslänge bei einer Gesamtlänge von $l = 9916,714 \mu\text{m}$ resultiert. Eine Korrektur der im Labor gemessenen Kavitätslänge l_{Labor} ist bei Ermittlung von γ , δ und a gemäß Gleichung 4.36 möglich.

$$l = \frac{\Delta x}{\cos \gamma} + a \cdot \tan \delta \quad (4.36)$$

Der Keilwinkel δ ist alternativ über die Auswertung der Streifenbreiten und ihrer Winkellage an Signatur 1 und Signatur 2 erfassbar. In Kombination mit dem Lösungsansatz, einen sehr kleinen Bereich der Kavität für die Antastung mit dem Laserinterferometer zu verspiegeln, lassen sich auf diese Weise die größten systematischen Fehlereinflüsse im Laboraufbau minimieren. Weiterhin sollte natürlich auch im Labor auf die Einhaltung des Abbeschen Komparatorprinzips geachtet werden, um den zufälligen Fehlereinfluss durch Winkelabweichungen in der Führungsbahn deutlich zu verringern.

Mit der automatisierten Messung in der NMM-1 ist eine Anwendung geschaffen worden, mit der es zukünftig am Institut für Prozessmess- und Sensortechnik möglich ist, Glaskavitätslängen über eine interferenzoptische Direktantastung der unverspiegelten Innenflächen mit hoher Präzision zu erfassen. Die empfohlenen Maßnahmen zur Korrektur der systematischen Fehlereinflüsse liefern die Grundlage, um vergleichbare taktile Messungen mittels Mikrotastern durchführen zu können. Durch die Untersuchungen am Michelson-Interferometer hinsichtlich der Speckle-Einflüsse auf den Kontrast können konstruktive Vorgaben (effektive Brennweite f_{eff} , kontrastoptimierte Tubuslänge c_{maxM}) auch für deutlich größere Kavitätslängen abgeleitet werden, um deren optische Vermessung zu ermöglichen.

5 Zusammenfassung und Ausblick

5.1 Zusammenfassung der Untersuchungskomplexe

Mit dieser wissenschaftlichen Arbeit wurden Beiträge in der Anwendung direktantastender interferenzoptischer Verfahren für die Form- und Längenmesstechnik geschaffen, zusammengeführt und untersucht. Ziel war die Realisierung und Untersuchung von drei Messanwendungen. Von diesen wurden wiederum zwei konstruktiv in ein Messsystem umgesetzt und messtechnisch analysiert. Dazu zählen die interferenzoptische Rundheits- und Rundlaufmessung an Leerringen (Kapitel 2) sowie die interferenzoptische Kavitätslängenmessung (Kapitel 4). Für die dritte messtechnische Anwendung, der interferenzoptischen Durchmesser- und Durchmessermessung an Leerringen, wurden Grundlagen und Funktionsnachweise des optischen Prinzips erarbeitet (Kapitel 3). Für die Umsetzung der drei Messverfahren wurden vier in ihrer Kombination für die Form- und Längenmesstechnik neuartige technische Konzepte entwickelt (Abbildung 5.1). Diese teilen sich in die interferenzoptische Direktantastung gekrümmter Oberflächen (a), die Kopplung von Weißlicht- und Laserinterferometrie für absolute Längenmessungen (b), die Weißlichtinterferometrie mit LWL-gekoppelten LEDs (c) und die Weißlichtinterferometrie mit linear polarisiertem Licht (d) auf. Für die gezielte Vorgehensweise bei der Konstruktion eines Weißlichtinterferometers konnte zusätzlich eine Entwicklungsstrategie abgeleitet werden, die eine Richtlinie für die Entwicklung weiterer Interferometer darstellt. Weiterhin gelang es, den Einfluss des Speckle-Effekts auch für kurzkohärente Lichtquellen, deren emittiertes Licht über Multimode-LWL in verschiedene Weißlichtinterferometer eingekoppelt wird, experimentell nachzuweisen und über ein vereinfachtes mathematisches Modell zu beschreiben. Mit der interferenzoptischen Rundheits- und Rundlaufmessung gelang die Umsetzung von Konzept (a) in einer messtechnischen Anwendung. Zu dieser gehört neben der vollständigen Datenverarbeitungsstruktur auch die Erarbeitung eines Programms für den Anwender und eine vollständige Automatisierung des Messprozesses. Mit Hilfe der in dieser Arbeit präsentierten und veröffentlichten optischen Rundlaufmessung wird die messtechnische Leistungsfähigkeit des interferenzoptischen Messprinzips auch für die Direktantastung gekrümmter Oberflächen demonstriert. Auf diesem Prinzip baut die messtechnische Charakterisierung auf und es wurden zusätzliche Untersuchungen zu den systematischen Fehlereinflüssen am Demonstrator für optische Rundheitsmessungen durchgeführt. Für eine interferenzoptische Rundheitsmessung wurde eine erweiterte kombinierte Messunsicherheit von $U_{\text{Rhg}} = 50 \text{ nm}$ für $k = 2$ und $P = 95 \%$ abgeschätzt. Die drei Konzepte (b-d) wurden bei der Konstruktion zweier Weißlichtinterferometer mit achromatisch polarisierender Optik integriert. So entstand ein polarisationsoptisches Tandem-WLI, welches sich für die Bestimmung von Leerringdurchmessern eignet. Das Tandem-WLI besitzt achromatisch polarisierende Strahlteiler und achromatische Verzögerungsplatten für eine effiziente

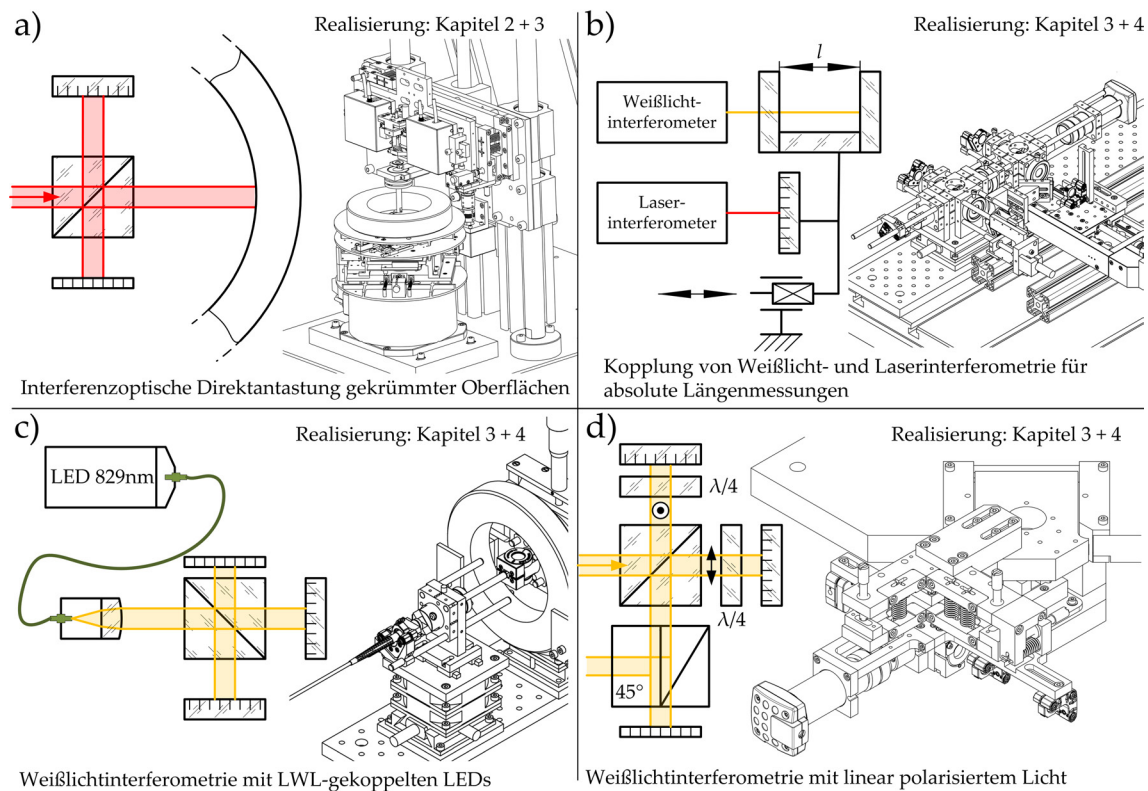


Abbildung 5.1: Realisierte technische Konzepte für die optische Form- und Längenmesstechnik

und flexible Strahlführung. Es besteht aus zwei Interferometersegmenten. Im ersten Interferometersegment befindet sich der Leerring, dessen Innenflächen den Messstrahl in sich reflektieren. Die Wellenfronten des Messstrahls erfahren dabei einen Phasenversatz, der dem zweifachen Durchmesser des Leerrings entspricht. Die Wellenfronten des Referenzstrahls transmittieren das erste Interferometersegment direkt und eilen den Wellenfronten des Messstrahls voraus. Im zweiten Interferometersegment des Tandem-WLI wird der Phasenversatz zwischen den Wellenfronten von Mess- und Referenzstrahl kompensiert, sodass bei der Überlagerung beider Teilstrahlen eine Weißlichtsignatur erzeugt wird. In diesen Aufbauten wurden erfolgreich Weißlichtsignaturen an direktangetasteten, gekrümmten Oberflächen erzeugt, die in ihrem Kontrast eine gezielte Auswertung zulassen. Diese Auswertung erfolgt über speziell angepasste Algorithmen. Die für eine absolute Durchmessermessung am Leerring geschaffenen Grundlagen zeigen die prinzipielle Funktionsweise des Tandem-WLI mit und ohne gekoppelter Interferenzsignatur. Die erzeugten Signaturen zeigen auf, dass sich aus ihnen Zylinderformabweichungen am Leerring (z.B. Balligkeit) direkt aus der Form der Interferenzstreifen ableiten lassen. Die Erfahrungen bei der Entwicklung und dem Aufbau des polarisationsoptischen Tandem-WLI wurden in eine allgemeine Entwicklungsstrategie für Weißlichtinterferometer übertragen.

Auf Basis dieser Entwicklungsstrategie wurde direkt ein weiteres polarisationsoptisches Weißlichtinterferometer für die messtechnische Anwendung der Kavitätslängenmessung abgeleitet. So entstand mit gleichen optischen Komponenten des Tandem-WLI ein kompakteres Michelson-WLI. Dabei zeigt sich aufgrund der gezielten Verwendung von kostengünstigen, aber sehr langlebigen LWL-gekoppelten LEDs im Michelson-Aufbau ein kontrastmindernder Effekt auf die Weißlicht-

signatur. Es ist zu beobachten, wie eine Neigungsänderung von Mess- und Referenzspiegel zur Abnahme des Interferenzkontrasts führt, wenn die Streifenbreite verringert werden soll. Dieser Effekt wird durch die Ausbildung von Speckle am verwendeten Multimode-LWL verursacht und führt zu Einschränkungen bei der Auswahl geeigneter Algorithmen für die Weißlichtsignaturauswertung. Diese Einschränkungen werden durch den Einfluss des charakteristischen Spektrums der Lichtquelle auf die Form der Signaturen verstärkt. Sowohl die Algorithmen zur Signaturpositionsermittlung als auch die Einflüsse der Speckle wurden untersucht. Die abschließende Umsetzung einer statischen Signaturauswertung ist ein Kompromiss aus verfügbarem Interferenzkontrast, verfügbarer Lichtintensität (Einschränkung der Belichtungszeit) und Fensterbreite, mit der die Weißlichtsignatur im Interferometer abgetastet wird. Das eingangs erwähnte, entwickelte mathematische Modell erlaubt nun jedoch eine Abschätzung des erzielbaren Interferenzkontrasts. Durch eine gezielte Anpassung der Objektivbrennweite (f_{eff}) und der Objektivpositionierung (c_{maxM}) vor der CMOS-Matrix wird es in der Konstruktionsphase eines Weißlichtinterferometers mit Multimode-LWL-gekoppelter Lichtquelle nun möglich, den Interferenzkontrast zu optimieren. Mit der interferenzoptischen Kavitätslängenmessung wurde eine Möglichkeit geschaffen, den Abstand zwischen zwei Glasplatten von außen absolut zu bestimmen. Auf diese Weise kann auch an geschlossenen oder evakuierten Kavitäten gemessen werden. In der experimentellen Realisierung wurde eine einfache offene Kavität aufgebaut. Für den messtechnischen Vergleich wurden eine einfache Labormessung sowie eine hochpräzise Messung in einer NPM durchgeführt. Die Kavitätslänge wurde im einfachen Versuch mit einer erweiterten Messunsicherheit von $U(l_{\text{Kav}}) = 0,059 \mu\text{m}$ ($k = 2$ u. $P = 95\%$) bestimmt. Für die Messung in der NPM ergab sich die gemessene Kavitätslänge mit einer erweiterten Messunsicherheit von $U(l_{\text{Kav}}) = 0,005 \mu\text{m}$ ($k = 2$ u. $P = 95\%$). Im Vergleich der Messergebnisse zeigten sich hier unbekannte systematische Abweichungen, die durch nicht erfasste systematische Fehlereinflüsse im Laboraufbau (Kosinusfehler) begründbar und nachvollziehbar sind. Die relative Abweichung bezogen auf die Gesamtlänge liegt zwischen beiden Messungen bei $\approx 10^{-4} \cdot l_{\text{Kav}}$.

5.2 Ausblick auf weiterführende Arbeiten

Auf die in dieser Arbeit vorgestellten Beiträge zur interferenzoptischen Direktantastung technischer Oberflächen schließen sich eine Reihe von erforderlichen Arbeiten und Aufgaben an, die entweder eine Optimierung der realisierten Messsysteme oder die Ausweitung des Einsatzes dieser auf weitere Messanwendungen vorsehen. Hierzu soll ein kurzer Ausblick gegeben werden.

Es besteht ein großes Untersuchungspotenzial in Vergleichsmessungen zur Rundheit an verschiedenen, zuvor taktil gemessenen Lehrringen. Gerade in Hinblick auf die ganzheitliche Erfassung der Geometrien an technischen Erzeugnissen bieten optische Messsysteme dank ihrer rückwirkungsfreien und parallelisierbaren Funktionsweise (z.B. CMOS-Arrays) Vorteile gegenüber taktilen Verfahren, wenn es um die effiziente Verbesserung der Reproduzierbarkeit und Dynamik von Messprozessen geht. Gleichzeitig besteht noch eine große Lücke zwischen technischer Realisierung und normgerechtem Einsatz optischer Messverfahren in der Formmesstechnik. Dazu muss eine normgerechte Basis für eine bessere Vergleichbarkeit zwischen interferenzoptischen und taktilen

Verfahren geschaffen werden. Die unterschiedlichen Fehlereinflüsse beider Verfahren erschweren diese Vergleichbarkeit. Für die interferenzoptischen Messverfahren bedeutet das, dass die optischen (Fehler-)Einflüsse wie Dispersion, Brechung, Phasensprünge bei der Reflexion, Absorption, Speckle, Polarisierung oder Beugung, gezielt durchdacht und bei der Konstruktion berücksichtigt werden müssen. Generell besteht daher die Aufgabe in der Fortführung von Vergleichsmessungen zwischen den hier realisierten interferenzoptischen Verfahren und den etablierten taktilen Messverfahren sowie eine gesonderte Betrachtung in der Normung.

Fortführende Arbeiten zum Entwurf des interferenzoptischen Tandem-WLI sehen zunächst die Konstruktion sowie die messtechnische Charakterisierung eines kompakten Sensorsystems für die optische Durchmesser-messung an Lehringen vor. Das kompakte Messsystem soll sich in den metrologischen Rahmen des Demonstrators zur interferenzoptischen Rundheitsmessung integrieren lassen. Dies dient zukünftig der Möglichkeit, optische Rundheits- und Zylinderformmessungen an einem Messgerät mit der optischen Durchmesser-messung zu kombinieren. Die Strahlführung im Tandem-WLI muss für ein kompaktes Messsystem angepasst werden. Ist dieser Schritt abgeschlossen, kann mit der messtechnischen Charakterisierung am Demonstrator zur ganzheitlichen Durchmesserbestimmung an Lehringen begonnen werden. Die notwendigen Aufgaben umfassen auch eine Anpassung der Steuerung des Demonstrators, sowie die Erweiterung der Software für die Bedienung (z.B. erweiterte Datenbankfunktionen, Automatisierung der Durchmesser-messungen, Erstellung des Messprotokolls).

Das polarisationsoptische Michelson-Weißlichtinterferometer ist hingegen nicht nur für die Kavitätslängenmessung geeignet, sondern auch für die präzise Referenzlagen-Detektionen in Koordinatenmessgeräten oder für die absolute Höhenmessung von makroskopischen Stufenhöhen (Messung an Endmaßen). Die zugehörigen Messanwendungen sollten ebenfalls in geeigneten Demonstratoren realisiert und messtechnisch charakterisiert werden. Es ist zu untersuchen, ob auch bei diesen Anwendungen eine Steigerung der Präzision bei der Messung und eine Verringerung der Messunsicherheiten in optischen Messungen gegenüber taktiler Verfahren gelingen kann.

Bei Betrachtung der Kavitätslängenmessung gibt es Ansätze zur Optimierung. Zur weiteren Reduzierung des Cosinusfehlers in der einfachen Messanordnung ist für die laserinterferometrische Messung auch eine Direktantastung der Kavität vorzusehen. Um dies zu realisieren, müssten jedoch gezielt Teilflächen der Kavität verspiegelt werden, die dann vom Laserinterferometer anzutasten sind. Darüber hinaus sehen weiterführende Arbeiten eine Miniaturisierung des Michelson-WLI vor, bei der auch der konsequente Einsatz von ausdehnungsarmen Legierungen (z.B. Invar) für eine zusätzliche thermische Stabilität des Interferometers sorgen soll. Eine ganzheitliche Erfassung von Oberflächentopologien wird hingegen erst durch den Einsatz eines phasenschiebenden Verfahrens möglich, welches eine serielle Positionieranordnung aus Spindelantrieb und Piezoantrieb erfordert. Aus der Länge des Spindelantriebs ergibt sich bei einer solchen Anpassung der globale Messbereich. Der Verfahrensbereich des Piezoantriebs entspricht dann dem lokalen Messbereich der einzelnen Signaturerfassung. Alternativ sind Längenmessungen mit einem phasenschiebenden Verfahren für einen Messbereich von bis zu 25 mm in der NMM-1 und damit für kleine Kavitäten realisierbar. In fortführenden Arbeiten ist auch die Einsatzmöglichkeit in der NPM-200 zu prüfen, um Kavitätslängen größer 25 mm zu bestimmen.

Verzeichnis der Formelzeichen und Abkürzungen

Symbol	Bedeutung	Einheit
α_{BK7}	Ausdehnungskoeffizient von BK7	$\frac{1}{\text{K}}$
α	geometrischer Winkel	$^{\circ}, \text{rad}$
β	geometrischer Winkel, Neigungswinkel	$^{\circ}, \text{rad}$
Δa	Intervallgrenze in der Statistik	
Δd	Lagerspiel, optischer Gangunterschied	mm, μm
Δf_{k}	kurzzeitige Frequenzänderung der Lichtquelle	MHz
Δf_{l}	langfristige Frequenzänderung der Lichtquelle	MHz
ΔL_{Peak}	maximale Lagerfehler- bzw. Rundlaufabweichung	nm
ΔL	Lagerfehler- bzw. Rundlaufabweichung	nm
Δn	Brechzahländerung im Medium	
ΔR	Rundheitsabweichung	μm
Δs	Positionsänderung, Änderung einer Streckenlänge	mm
$\Delta x, \Delta y$	Strahlenversatz auf Quadrantendiode	mm
Δx	Gangunterschied, Streckendifferenz	mm
$\Delta \lambda$	Halbwertsbreite des Spektrums	nm
Δv	Positionierstrecke einer Zylinderlinse	mm
$\Delta \varphi$	Phasenänderung, Winkelabweichung	$^{\circ}, \text{rad}$
δ	Phasendifferenz	$^{\circ}, \text{rad}$
ϵ_0	elektrische Feldkonstante	$\frac{\text{As}}{\text{Vm}}$
ϵ_{g}	Grenzwinkel der Totalreflexion	$^{\circ}$
ϵ_{p}	Brewster-Winkel, Polarisationswinkel	$^{\circ}$
ϵ_{r}	relative Permittivität	
ϵ	Einfallswinkel	$^{\circ}$
ϵ	Permittivitätszahl	$\frac{\text{As}}{\text{Vm}}$
γ	Bezugswinkel der Exzentrizität, Kavitätsneigungswinkel	$^{\circ}, \text{rad}$
$\kappa(\lambda)$	Extinktionskoeffizient	
λ, λ_0	Wellenlänge, Vakuumwellenlänge	nm
$\lambda_{\text{e}}, \lambda_{\text{F}}, \lambda_{\text{C'}}$	Fraunhofer-Wellenlängen	nm

λ_m	mittlere Wellenlänge	nm
μ_0	magnetische Feldkonstante	$\frac{Vs}{Am}$
μ_r	relative Permeabilität	
μ	magnetische Permeabilität	$\frac{Vs}{Am}$
ν_e	Abbe-Zahl	
ω	Kreisfrequenz, Winkelgeschwindigkeit	$\frac{1}{s}, \frac{U}{min}$
Φ_{TE}	Phasenverschiebung der TE-Welle bei Reflexion	rad
Φ_{TM}	Phasenverschiebung der TM-Welle bei Reflexion	rad
ψ	partieller Neigungswinkel	$^\circ, rad$
$\rho(\varphi)$	winkelbezogene Radiusabweichung	μm
ρ	Reflexionsgrad	
NA	Numerische Apertur	
θ	Lehrringneigungswinkel	$^\circ, rad$
φ_0	Phasenbezug	$^\circ, rad$
φ	Phasenwinkel, Phasenlage, Drehwinkellage	$^\circ, rad$
ϑ, ϑ_0	(Norm-)Temperatur	$^\circ C$
\vec{B}	Vektor des magnetischen Feldes	
\vec{E}	Vektor des elektrischen Feldes	
\vec{k}	Wellenvektor, Ausbreitungsrichtung	
ξ	partieller Neigungswinkel	$^\circ, rad$
a_{lin}	linearer Anstieg	μm
a_x	projizierter Mittelpunktversatz x-Achse	mm
A	Flächeninhalt	m^2
a	geometrischer Abstand, Interferenzstreifenbreite	mm
B_1, B_2, B_3	Konstanten der Dispersionsgleichung	
$B_i, B_{Fixpunkt}$	Amplitudenwertbezug im Ergebnis einer FFT	
b_y	projizierter Mittelpunktversatz y-Achse	mm
b	geometrischer Abstand	mm
c_0	Vakuum-Lichtgeschwindigkeit	$\frac{m}{s}$
C_1, C_2, C_3	Konstanten der Dispersionsgleichung	
c_{maxM}, c	(kontrastoptimierte) Tubuslänge	mm
c	Phasengeschwindigkeit einer Welle	$\frac{m}{s}$
d_{Kern}	Kerndurchmesser eines MM-LWL	μm
d_{kf}	Speckledurchmesser	μm
d	Durchmesser	mm

e_x	Exzentrizitätskomponente der x -Achse	μm
e_y	Exzentrizitätskomponente der y -Achse	μm
e	Exzentrizität	μm
f_0	Frequenz der Lichtquelle	THz
f_{eff}	effektive Brennweite eines Objektivs	mm
f_{Koll}	Brennweite eines Kollimators	mm
f	Frequenz	Hz
I, I_1, I_2	Intensität	$\frac{\text{W}}{\text{m}^2}$
I_B	Betriebsstrom	A
$I_{1,0^\circ}, I_{1,180^\circ}, I_{2,0^\circ}, I_{2,180^\circ}$	Interferometermessdatensätze	nm
i	Inkrement, Indizierung	
k	Erweiterungsfaktor GUM, Kreiswellenzahl	
L_1, L_2, L_{MW}	Rundlauf, Lagerfehler	nm
l_{Kav}	Länge einer Kavität	mm
L_{Peak}	maximaler Lagerfehler (peak-to-peak)	nm
l_t	Kohärenzlänge	mm
L	geometrische Länge, optische Länge	mm
l	allgemeine Länge	mm
M_g	Anzahl geführter Moden	
M	Kontrast	%
m	ganzzahliges Vielfaches	
n_0	Brechzahl im Vakuum	
n_1, n_2	Brechzahl zweier optischer Medien	
n_e	Hauptbrechzahl	
n_F, n_C	Brechzahlen zu Fraunhofer-Wellenlängen	
N	Anzahl unterscheidbarer Speckle	
n	ganzzahliges Vielfaches, Brechzahl der Luft	
P_{el}	elektrische Leistung	W
P_{opt}	optische Ausgangsleistung	mW, μW
P	Leistung	W
P	Wahrscheinlichkeit	%
R_z	Oberflächenangabe, größte Höhe des Profils	μm
r	Lehrringradius, Radius	mm
S, S_1, S_2	Flächeninhalt eines Kreisbogenabschnitts	m^2
s	Weg	m

T_{Kav}	Topologiematrix einer Kavität	mm
t	Zeit	s
U, U_c	erweiterte (kombinierte) Messunsicherheit	
U_{B}	Betriebsspannung	V
u_c	kombinierte Messunsicherheit	
u_{Ex}	Standardunsicherheit der Exzentrizität	nm
u_{Rg}	kombinierte Unsicherheit des Einzelmesswertes (geläppt)	nm
u_{Rhg}	kombinierte Unsicherheit der Rundheitsabweichung (geläppt)	nm
u_{Rhs}	kombinierte Unsicherheit der Rundheitsabweichung (geschliffen)	nm
U_{Rlg}	erweiterte kombinierte Unsicherheit des Rundlaufs (geläppt)	nm
u_{Rlg}	kombinierte Unsicherheit des Rundlaufs (geläppt)	nm
U_{Rls}	erweiterte kombinierte Unsicherheit des Rundlaufs (geschliffen)	nm
u_{Rls}	kombinierte Unsicherheit des Rundlaufs (geschliffen)	nm
u_{Rs}	kombinierte Unsicherheit des Einzelmesswertes (geschliffen)	nm
u_{Sf}	Standardunsicherheit des Schließfehlers	nm
u_{Tg}	Standardunsicherheit des Taumels (geläppt)	nm
u_{Ts}	Standardunsicherheit des Taumels (geschliffen)	nm
u_{Zg}	Standardunsicherheit der zufälligen Streuung (geläppt)	nm
u_{Zs}	Standardunsicherheit der zufälligen Streuung (geschliffen)	nm
u	Messunsicherheit, Standardabweichung des Mittelwertes einer Stichprobe	
V	normierter Frequenzparameter eines MM-LWL	
X_i	Eingangsgröße im messtechnischen Modell	
x_i	einzelner Messwert einer Messreihe	
x	Ortskoordinate	mm
AD	analog-digital	
CCD	charge-coupled device	
CMOS	complementary metal-oxide-semiconductor	
CUDA	compute unified device architecture von NVIDIA	
DIN	Deutsches Institut für Normung	
DLL	dynamic link library	
DSP	digital signal processor	
EN	Europäische Norm	
F-SMA	Anschlussstandard für Lichtwellenleiter	
FFT	Fast Fourier Transform	
FWHM	full width half maximum, Halbwertsbreite	

GRIN	gradient index - Gradientenindex (bei Linsen und LWL)
GUM	Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement
IPMS	Institut für Prozessmess- und Sensortechnik der TU Ilmenau
ISO	Internationale Organisation für Normung
LED	light-emitting diode - lichtemittierende Diode
LRD	local roundness deviation - lokale Rundheitsabweichung
LSCI	Referenzkreis der kleinsten Abweichungsquadrate
LWL	Lichtwellenleiter
MCCI	kleinster umschriebener Referenzkreis
MICI	größter einbeschriebener Referenzkreis
MZCI	Referenzkreis der minimalen Zone
NA	numerische Apertur
NIR	near infrared - Infrarotspektrum nah am sichtbaren Spektrum
NMM-1	Nano Measuring Machine 1 der Firma SIOS
NPM	Nanopositionier- und Messmaschine
OCT	Optical Coherence Tomography - Optische Kohärenztomografie
PECVD	physical enhanced chemical vapour deposition
PID	Proportional-Integral-Differential (Regler)
PV	peak to valley, Spitze zu Talsohle
ROI	region of interest - Bereichsauswahl am CMOS-Chip
RS-232	Recommended Standard 232, COM-Port
SLD, SLED	superluminescent diode - Superlumineszenzdiode
STW	Strahlteilerwürfel
TTL	Transistor-Transistor-Logik
USB	Universal Serial Bus
VDE	Verband der Elektrotechnik, Elektronik und Informationstechnik
VDI	Verein deutscher Ingenieure
VIS	visual spectrum - sichtbares Spektrum
WLI	Weißlichtinterferometer, auch engl.: white light interferometer
ZMN	Zentrum für Mikro- und Nanotechnologien der TU Ilmenau

Abbildungsverzeichnis

1.1	Taktile Antastung realer Oberflächen	3
2.1	Taktile Formmessung, Taktile 3D-Koordinatenmessung	6
2.2	Interferenzoptische Antastung gekrümmter Oberflächen	7
2.3	Interferenzsignatur	11
2.4	Planspiegel-Laserinterferometer	13
2.5	Optisches Prinzip der Wellenfrontanpassung	16
2.6	Interferenzoptisches Messprinzip	17
2.7	Lagefehler des Lehrings	18
2.8	Erfassung der Exzentrizität des Lehrings	20
2.9	Adaptiertes Planspiegelinterferometer, Zoom-Objektiv	21
2.10	Interferometrische Rundheitsmessung: Demonstrator	22
2.11	Erfassung des Drehtischrundlaufs	26
2.12	Ermittelter Drehtischrundlauf	29
2.13	Lokale Rundlaufabweichung je einer einzelnen Messreihe	30
2.14	Oberflächenbeschaffenheitsabhängigkeit ermittelter Rundläufe	31
2.15	Messebenenabhängigkeit ermittelter Rundläufe	32
3.1	Kopplung von Weißlicht- und Laserinterferometrie	38
3.2	Interferenzsignatur in der Weißlichtinterferometrie	39
3.3	Laufzeitverzögerungen durch Dispersion	40
3.4	Polarisationszustände	42
3.5	Polarisatoren - Aufbau und Funktionen	43
3.6	Weißlichtinterferometrie mit LWL-gekoppelten LEDs	47
3.7	Varianten der Fasereinkopplung an LED-Lichtquellen	48
3.8	Spektrum der kurzkohärenten LEDs	49
3.9	Simulierte Weißlichtsignaturen, LWL-abhängige optische Ausgangsleistung	50
3.10	Gekoppelte Weißlichtinterferenz	53
3.11	Weißlichtinterferometrie mit linear polarisiertem Licht	54
3.12	Polarisationsoptisches WLI: Tandem-Aufbau	55
3.13	Lichtweg im polarisationsoptischen Tandem-Aufbau: Messstrahl	56
3.14	Lichtweg im polarisationsoptischen Tandem-Aufbau: Referenzstrahl	57
3.15	Aufbau und Abmessungen von Strahlteilerwürfel und $\frac{\lambda}{4}$ -Platte	59
3.16	Optische Durchmesserbestimmung am Lehring	64
3.17	Versuchsaufbau und Signatur der interferometrischen Durchmesserbestimmung	65
3.18	Absolute optische Durchmesserbestimmung am Lehring, Teil A	66

3.19 Absolute optische Durchmesserbestimmung am Leerring, Teil B	67
3.20 Signalvorverarbeitung der Weißlichtsignaturen	69
3.21 Entwicklungsstrategie für Weißlichtinterferometer	73
4.1 Polarisationsoptisches WLI: Michelson-Aufbau	77
4.2 Lichtweg im Michelson-Aufbau	77
4.3 Dispersionsausgleich und Totstreckenkompensation im WLI	79
4.4 Stufenspiegel für Totstreckenausgleich	80
4.5 Vergleich von Interferenz- und Specklemustern	82
4.6 Optische Abbildung von Specklebildern, Teil I	83
4.7 Interferenzkontrast bei partiell überlappenden Granulationsmustern	85
4.8 Optische Abbildung von Specklebildern, Teil II	86
4.9 Interferenzkontrast nach Durchlaufen einer sammelnden Optik	88
4.10 Parametereinfluss der sammelnden Optik	88
4.11 Interferenzsignaturen bei unterschiedlichen Tubuslängen	89
4.12 Optische Abbildung von Specklebildern, Teil III	90
4.13 Ergebnisse zum erzielbaren Interferenzkontrast	92
4.14 Erzielbarer Kontrast im Weißlichtinterferometer	93
4.15 Weißlichtsignaturverarbeitung bei großen Schrittweiten	96
4.16 Erfassung der Spiegelposition im Experiment	97
4.17 Optisches Prinzip der Kavitätslängenmessung	99
4.18 Reflektive optische Grenzflächen am Etalon	100
4.19 Laboraufbau zur Kavitätslängenmessung	101
4.20 Kavitätslängenmessung in der Nanopositionier- und Messmaschine	102
4.21 Optische Antastung der Glaskavität	104
4.22 Erfassung der Grenzflächenpositionen an der Kavität	107
4.23 Ergebnis der optischen Kavitätslängenmessung im Laboraufbau	108
4.24 Ergebnis der Kavitätslängenmessung in der NMM-1	110
4.25 Auswirkungen einer windschiefen Ausrichtung der Kavität	114
4.26 Herleitung der korrigierten Kavitätslänge	115
4.27 Fallunterscheidung bei optischer Reflexion an Brechzahlübergängen	116
4.28 Bestimmung der Kavitätsneigungswinkel ψ und ζ	120
4.29 Vergleich des Längenmessfehlers an der Kavität	123
4.30 Einflüsse von Keil- und Neigungswinkel im Laborexperiment	124
5.1 Technische Konzepte für die optische Form- und Längenmesstechnik	128
A.1 Optisches Messsystem für Rundheitsmessungen	151
A.2 Peripherie des interferenzoptischen Rundheitsprüfgerätes	152
A.3 Schrittfolge der automatischen Leerringausrichtung	152
B.1 Lichtbrechung und Brechzahlen technischer Gläser	156
B.2 Schott Abbe-Diagramm $n_e - \nu_e$	156

C.1	Programmoberfläche für die Kavitätslängenmessung	161
C.2	Raumtemperatur bei der Kavitätslängenmessung, $\lambda_m = 829,2\text{ nm}$	168
C.3	Aufbau und Aufnahme der Glaskavität	169

Tabellenverzeichnis

2.1	Bekannte systematische Fehler bei einer Rundheitsmessung	33
2.2	Eingangsunsicherheiten bei der optischen Rundheitsmessung	35
2.3	Interferometrische Rundheitsmessung: Messergebnis mit Messunsicherheit	36
4.1	Bestimmung des erreichbaren Interferenzkontrasts	91
4.2	Messergebnisse der Kavitätslängenmessung in der NPM, $\lambda_m = 541,4 \text{ nm}$	111
4.3	Phasensprünge bei der Reflexion von Lichtwellen	117
4.4	Messunsicherheitsbetrachtung der Kavitätslängenmessung in der NPM	121
4.5	Vergleich der Ergebnisse zur Kavitätslängenmessung	122
A.1	Schrittfolge der automatischen Leerringausrichtung	153
B.1	Sellmeierparameter von optischen Gläsern	155
B.2	Transmissionseigenschaften der Strahlteilerwürfel	157
B.3	Phasenversatz und Transmission an achromatischen Verzögerungsplatten	157
B.4	Untersuchte Lichtwellenleiter	157
C.3	Messergebnisse der Kavitätslängenmessung im Labor, $\lambda_m = 829,2 \text{ nm}$	168
C.4	Messergebnisse der Kavitätslängenmessung in der NPM, $\lambda_m = 541,4 \text{ nm}$	169

Literaturverzeichnis

- [1] KÜNG, A. ; NICOLET, A. ; MELI, F.: Study of wear of diamond-coated probe tips when scanning on different materials. In: *Measurement Science and Technology* 26 (2015). <http://dx.doi.org/10.1088/0957-0233/26/8/084005>. – DOI 10.1088/0957-0233/26/8/084005
- [2] DANZL, Reinhard ; HELMLI, Franz ; SCHERER, Stefan: Focus Variation - a Robust Technology for High Resolution Optical 3D Surface Metrology. In: *Journal of Mechanical Engineering* 3 (2011), Nr. 57, S. 245–256
- [3] SCHUTH, Michael ; BUERAKOV, Wassili: *Handbuch Optische Messtechnik*. Carl Hanser Verlag GmbH & Co. KG München, 2017
- [4] HOFFMANN, Jörg: *Handbuch der Messtechnik*. Carl Hanser Verlag GmbH & Co. KG München, 2012
- [5] THALMANN, Ruedi ; SPILLER, Jürg ; KÜNG, Alain ; JUSKO, Otto: Calibration of Flick standards. In: *Measurement Science and Technology* 23 (2012). <http://dx.doi.org/10.1088/0957-0233/23/9/094008>. – DOI 10.1088/0957-0233/23/9/094008
- [6] NICOLET, A. ; KÜNG, A. ; MELI, F.: Study of sapphire probe tip wear when scanning on different materials. In: *Measurement Science and Technology* 23 (2012). <http://dx.doi.org/10.1088/0957-0233/23/9/094016>. – DOI 10.1088/0957-0233/23/9/094016
- [7] MELI, Felix ; KÜNG, Alain: AFM investigation on surface damage caused by mechanical probing with small ruby spheres. In: *Measurement Science and Technology* 18 (2007), S. 496–502
- [8] JÄGER, G.: Herausforderungen und Grenzen der interferometrischen Präzisionsmesstechnik. In: *Technisches Messen* 78(3) (2011), S. 114–117
- [9] MANSKE, Eberhard ; JÄGER, Gerd ; HAUSOTTE, Tino ; FÜSSL, Roland: Recent developments and challenges of nanopositioning and nanomeasuring technology. In: *Measurement Science and Technology* 23 (2012), S. 1–10
- [10] VDI ; VDE: 2631-1 - Formprüfung - Blatt 1 - Grundlagen zur Bestimmung von Form- und Lageabweichungen. In: *VDI/VDE-Richtlinien* (1999)
- [11] DIN: *DIN 12181-2: Geometrische Produktspezifikation (GPS) - Rundheit - Teil 2*. Normenausschuss Technische Grundlagen (NATG) im DIN, 2009
- [12] DIN: *DIN 12180-2: Geometrische Produktspezifikation (GPS) - Zylindrizität - Teil 2*. Normenausschuss Technische Grundlagen (NATG) im DIN, 2008

- [13] VDI ; VDE: 2631-3 - Formprüfung - Blatt 3 - Eigenschaften und Auswahl von Filtern. In: *VDI/VDE-Richtlinien* (2007)
- [14] ULLMANN, Vinzenz ; KÜHNEL, Michael ; MANSKE, Eberhard: Interferometrische Rundlauffehlerbestimmung von Drehtischen für die optische Rundheitsmessung. In: *Technisches Messen* 82 (2015), Nr. 6, S. 299–308. <http://dx.doi.org/10.1515/teme-2015-0021>. – DOI 10.1515/teme-2015-0021
- [15] NAUMANN, Helmut: *Bauelemente der Optik, Taschenbuch der technischen Optik*. 6. Aufl. Carl Hanser Verlag München Wien, 1992
- [16] KUCHLING, Horst: *Taschenbuch der Physik*. 18. Aufl. Carl Hanser Verlag München Wien, 2004
- [17] PEDROTTI, Frank L. ; PEDROTTI, Leno S. ; BAUSCH, Werner ; SCHMIDT, Hartmut: *Optik für Ingenieure*. 4.Aufl. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 2008
- [18] HAFERKORN, Heinz: *Optik. Physikalisch-technische Grundlagen und Anwendungen*. 3. Aufl. Barth Verlagsgesellschaft mbH Leipzig, Berlin, Heidelberg, 1994
- [19] DRESEL, Thomas ; HÄUSLER, Gerd ; VENZKE, Holger: Three-dimensional sensing of rough surfaces by coherence radar. In: *Applied Optics* 31 (1992), März, Nr. 7, S. 919–925
- [20] DORENWENDT, K.: Über den Einfluß von rauen Oberflächen bei der interferentiellen Längenmessung. In: *Optik* 35 Heft 1 (1972), S. 9–16
- [21] MESCHÉDE, Dieter: *Optik, Licht und Laser*. 2. Aufl. B. G. Teubner Verlag, GWV Fachverlage GmbH, Wiesbaden, 2005
- [22] BÜCHNER, H.-J. ; JÄGER, G.: A novel plane mirror interferometer without using corner cube reflectors. In: *Measurement Science and Technology* 17 (2006), S. 746–752
- [23] BÜCHNER, Hans ; JÄGER, Gerd: Interferometrisches Meßverfahren zur berührungslosen und quasi punktförmigen Antastung von Meßoberflächen. In: *Technisches Messen* 59 (1992), S. 43–47
- [24] SCHOTT, Walter ; DONTSOV, Denys ; PÖSCHEL, Wolfgang: Developments in Homodyne Interferometry. In: *Technisches Messen* 5 (2009), Nr. 76, S. 239–244
- [25] BOBROFF, Norman: Recent advances in displacement measuring interferometry. In: *Measurement Science and Technology* 4 (1993), S. 907–926
- [26] EOM, TaeBong ; CHOI, TaeYoung ; LEE, KeonHee ; CHOI, HyunSeung ; LEE, SunKyu: A simple method for the compensation of the nonlinearity in the heterodyne interferometer. In: *Measurement Science and Technology* 13 (2002), S. 222–225
- [27] SUTTON, C. M.: Non-linearity in length measurement using heterodyne laser Michelson interferometry. In: *Journal of Physics E: Scientific Instruments* 20 (1987), S. 1290–1292
- [28] BADAMI, V. G. ; PATTERSON, S. R.: A frequency domain method for the measurement of nonlinearity in heterodyne Interferometry. In: *Precision Engineering* 24 (2000), S. 41–49

- [29] KÜHNEL, Michael: *Entwicklung eines interferenzoptischen Rundheitsprüfplatzes*, Technische Universität Ilmenau, Diplomarbeit, 2006
- [30] MICHELSON, Albert A. ; MORLEY, Edward W.: On the relative motion of the earth and of the luminiferous ether. In: *Sidereal Messenger* 6 (1887), S. 306–310
- [31] STERNKOPF, Christian ; MANSKE, Eberhard: Digital frequency offset-locked He-Ne laser system with high beat frequency stability, narrow optical linewidth and optical fibre output. In: *Measurement Science and Technology* 29 (2018), S. 1–13. <http://dx.doi.org/10.1088/1361-6501/aab987>. – DOI 10.1088/1361-6501/aab987
- [32] KÖCHERT, Paul ; BLUMRÖDER, Ulrike ; MANSKE, Eberhard: Ultrastable metrology laser at 633 nm using an optical frequency comb. In: *SPIE Photonics Europe 2018, Strasbourg, France* (2018)
- [33] EDLÉN, Bengt: The Refractive Index of Air. In: *Metrologia* 2 (1966), Nr. 2, S. 71–80
- [34] KÜHNEL, Michael ; ULLMANN, Vinzenz ; GERHARDT, Uwe ; MANSKE, Eberhard: Automated setup for non-tactile high-precision measurements of roundness and cylindricity using two laser interferometers. In: *Measurement Science and Technology* 23 (2012), S. 1–12. <http://dx.doi.org/10.1088/0957-0233/23/7/074016>. – DOI 10.1088/0957-0233/23/7/074016
- [35] DIN: *DIN 12181-1: Geometrische Produktspezifikation (GPS) - Rundheit - Teil 1*. Normenausschuss Technische Grundlagen (NATG) im DIN, 2009
- [36] ZHAO, Weisong: *Entwurf eines drahtlos steuerbaren Zentrieraufsatzes für einen luftgelagerten Präzisionsrundtisch zur Positionierung von Leerringen*, Technische Universität Ilmenau, Diplomarbeit, 2008
- [37] TAN, Jiu-Bin ; LI, Dong-Sheng ; QIANG, Xi-Fu ; ZHAO, Xi-Ping ; YANG, Wen-Guo: Error separation technique of two points and two settings method and application in contactless automatic measurement. In: *SPIE Measurement Technology and Intelligent Instruments* 2101 (1993), S. 452–457
- [38] KIM, Jinho ; SHIN, Dongik ; YUN, Deokwon ; HAN, Changsoo: The Analysis of Radial Axial Error Motion on a Precision Rotation Stage. In: *World Academy of Science, Engineering and Technology* 29 (2007), S. 173–177
- [39] BRONSTEIN, I. N. ; SEMENDJAJEW, K. A. ; MUSIOL, G. ; MÜHLIG, H.: *Taschenbuch der Mathematik*. Wissenschaftlicher Verlag Harri Deutsch GmbH, Frankfurt am Main, 2008
- [40] ZAHURSKA, Olha: *Rechnergestützte Verarbeitung und Auswertung von Messdaten in der interferenzoptischen Formmesstechnik*, Technische Universität Ilmenau, Masterarbeit, 2014
- [41] JCGM: Evaluation of measurement data. In: *Guide to the expression of uncertainty in measurement* JCGM 100:2008 (2008)
- [42] DECK, Leslie ; GROOT, Peter de: High-speed noncontact profiler based on scanning white-light interferometry. In: *Applied Optics* 33 (1994), November, Nr. 31, S. 7334–7338

- [43] HARASAKI, Akiko ; WYANT, James C.: Fringe modulation skewing effect in white-light vertical scanning interferometry. In: *Applied Optics* 39 (2000), S. 2101–2106
- [44] HARASAKI, Akiko ; SCHMIT, Joanna ; WYANT, James C.: Improved vertical-scanning interferometry. In: *Applied Optics* 39 (2000), S. 2107–2115
- [45] SCHMITT, Robert ; KÖNIG, Niels ; MALLMANN, Guilherme F. ; DEPIEREUX, Frank: Measurement Of Roundness And Run-Out With Distributed Fiber-Optic Sensors. In: *XIX IMEKOWorld Congress Fundamental an Applied Metrology*, 2009, S. 69–73
- [46] SCHMITT, Robert ; KÖNIG, Niels ; MALLMANN, Guilherme F. ; DEPIEREUX, Frank: Fiber-optical measurement of form deviations of rotation-symmetric parts. In: *Measurement* 43 (2010), S. 714–718
- [47] DEPIEREUX, Frank ; KÖNIG, Niels ; PFEIFER, Tilo ; SCHMITT, Robert: Fiber-Based White-Light Interferometer With Improved Sensor Tip and Stepped Mirror. In: *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement* 56 (2007), December, Nr. 6, S. 2279–2283
- [48] CHEN, S. ; PALMER, A. W. ; GRATTAN, K. T. V. ; MEGGITT, B. T.: Digital signal-processing techniques for electronically scanned optical-fiber white-light interferometry. In: *Applied Optics* 31 (1992), Nr. 28, S. 6003–6010
- [49] THIESSEN, Rainer: *Laser-Sensoren mit externem Reflektor zur Längen- und Drehzahlmessung*, Technische Universität München, Diss., 1993
- [50] CLARKE, D.: Achromatic Halfwave Plates and Linear Polarization Rotators. In: *Optica Acta* 14 (1967), S. 343–350
- [51] HARIHARAN, P. ; MALACARA, D.: A simple achromatic half-wave retarder. In: *Journal of Modern Optics* 41 (1994), S. 15–18
- [52] PANCHARATNAM, S.: Achromatic Combinations of Birefringent Plates. Part II. An Achromatic Quarter-Wave Plate. In: *Memoir No. 71 of the Raman Research Institute* (1955), S. 138–144
- [53] BOULBRY, Bruno ; BOUSQUET, Bruno ; JEUNE, Bernard L. ; GUERN, Yves ; LOTRIAN, Jean: Polarization errors associated with zero-order achromatic quarter-wave plates in the whole visible spectral range. In: *Optics Express* 9 (2001), S. 225–235
- [54] VILAS, Jose L. ; SANCHEZ-BREA, Luis M. ; BERNABEU, Eusebio: Optimal achromatic wave rretarder using two birefringent wave plates. In: *Applied Optics* 52 (2013), S. 1892–1896
- [55] HARIHARAN, P: Broad-band superachromatic retarders. In: *Measurement Science and Technology* 9 (1998), S. 1678–1681
- [56] KIKUTA, Hisao ; OHIRA, Yasushi ; IWATA, Koichi: Achromatic quarter-wave plates using the dispersion of form birefringence. In: *Applied Optics* 36 (1997), S. 1566–1572
- [57] BOKOR, Nandor ; SHECHTER, Revital ; DAVIDSON, Nir ; FRIESEM, Asher A. ; HASMAN, Erez: Achromatic phase retarder by slanted illumination of a dielectric grating with period comparable with the wavelength. In: *Applied Optics* 40 (2001), S. 2076–2080

- [58] CLARKE, D.: Interference effects in compound and achromatic wave plates. In: *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics* 6 (2004), S. 1041–1046
- [59] GROOT, Peter de ; DECK, Leslie: Surface Profiling by Analysis of White-light Interferograms in the Spatial Frequency Domain. In: *Journal of Modern Optics* 42 (1995), S. 389–401
- [60] SANDOZ, Patrick ; TRIBILLON, Gilbert ; PERRIN, Hervé: High-resolution profilometry by using phase calculation algorithms for spectroscopic analysis of white-light interferograms. In: *Journal of Modern Optics* 43 (1996), S. 701–708
- [61] IKONEN, E. ; RISKI, K.: Gauge-block Interferometer Based on One Stabilized Laser and a White-light Source. In: *Metrologia* 30 (1993), S. 95–104
- [62] LEE, Tien-Pei ; BURRUS, Charles A. ; MILLER, B. I.: A Stripe-Geometry Double-Heterostructure Amplified-Spontaneous-Emission (Superluminescent) Diode. In: *Journal of Quantum Electronics* 9 (1973), Nr. 8, S. 820–828
- [63] HITZENBERGER, C. K. ; DANNER, M. ; DREXLER, W. ; FERCHER, A. F.: Measurement of the spatial coherence of superluminescent diodes. In: *Journal of Modern Optics* 46 (1999), Nr. 12, S. 1763–1774
- [64] ZANG, Zhigang ; MUKAI, Keisuke ; NAVARETTI, Paolo ; DUELK, Marcus ; VELEZ, Christina ; HAMAMOTO, Kiichi: Thermal resistance reduction in high power superluminescent diodes by using active multi-mode interferometer. In: *Applied Physics Letters* 100 (2012), Nr. 031108, S. 1–4
- [65] STIFTER, D. ; BURGHOLZER, P. ; HÖGLINGER, O. ; GÖTZINGER, E. ; HITZENBERGER, C. K.: Polarisation-sensitive optical coherence tomography for material characterisation and strain-field mapping. In: *Applied Physics A: Materials Science & Processing* 76 (2003), S. 947–951
- [66] DEPIEREUX, Frank ; LEHMANN, Peter ; PFEIFER, Tilo ; SCHMITT, Robert: Fiber-optical sensor with miniaturized probe head and nanometer accuracy based on spatially modulated low-coherence interferogram analysis. In: *Optical Society of America* 46 (2007), S. 3425–3431
- [67] KO, Tony H. ; ADLER, Desmond C. ; FUJIMOTO, James G. ; MAMEDOV, Dmitry ; PROKHOROV, Viatcheslav ; SHIDLOVSKI, Vladimir ; YAKUBOVICH, Sergei: Ultrahigh resolution optical coherence tomography imaging with a broadband superluminescent diode light source. In: *Optics Express* 12 (2004), Nr. 10, S. 2112–2119
- [68] LIOU, K.-Y. ; GLANCE, B. ; KOREN, U. ; BURROWS, E. C. ; RAYBON, G. ; BURRUS, C. A. ; DREYER, K.: Monolithically Integrated Semiconductor LED-Amplifier for Applications as Transceivers in Fiber Access Systems. In: *IEEE Photonics Technology Letters* 8 (1996), Nr. 6, S. 800–802
- [69] DANIELSON, Bruce L. ; BOISROBERT, C. Y.: Absolute optical ranging using low coherence interferometry. In: *Applied Optics* 30 (1991), Nr. 21, S. 2975–2979
- [70] RUFFIN, Marvin: Optic Fiber LED Light Source. In: *US Patent* US 7217022 B2 (2007)

- [71] BENZIG, Robert: *Untersuchungen und Optimierungen an einem Weißlichtinterferometeraufbau zur Längenmessung*, Technische Universität Ilmenau, Projektseminararbeit, 2012
- [72] OHSAWA, Nobuyuki ; MATSUMOTO, Hirokazu ; HIRAI, Akiko ; ARAI, Masatoshi ; SHIMIZU, Tohru ; KIKUCHI, Takashi: Non-Contact Remote Measurements of Ring Gauge Using a Low-Coherence Interferometer. In: *10th International Symposium on Measurement and Quality Control* September 5-9 (2010), Nr. B4-043
- [73] MATSUMOTO, Koichi ; HIRAI, Akiko ; SASAKI, Kaoru ; ARAI, Masatoshi ; NOBUYUKI, Osawa ; SHIMIZU, Toru ; KIKUCHI, Takashi: Dimension Measuring Device and Method. In: *Japanese Patent Office* 2009186191 A (2008)
- [74] MATSUMOTO, Hirokazu ; SASAKI, Kaoru: Remote Measurements of Practical Length Standards Using Optical Fiber Networks and Low-Coherence Interferometers. In: *Japanese Journal of Applied Physics* 47 (2008), Nr. 11, S. 8590–8594
- [75] WALTHER, Tom: *Entwicklung und Untersuchung einer optischen Durchmesser-messung von Lehr-ringen mit Hilfe gekoppelter Weißlichtinterferenzen*, Technische Universität Ilmenau, Masterarbeit, 2017
- [76] KOLIOPOULOS, Chris L.: Phase shifting techniques applied to unique applications. In: *SPIE: Laser Interferometry VIII: Applications* 2861 (1996), S. 86–93. <http://dx.doi.org/10.1117/12.245154>. – DOI 10.1117/12.245154
- [77] IDS, Imaging Development Systems G.: Datenblatt Digitalkamera UI-1540LE-M-GL. (2017). <https://de.ids-imaging.com/store/ui-1540le.html>
- [78] GROOT, Peter de ; DECK, Leslie: Three-dimensional imaging by sub-Nyquist sampling of white-light interferograms. In: *Optics Letters* 18 (1993), Nr. 17, S. 1462–1464
- [79] EMAM, Sherief A.: *Investigation and Optimization of Detection Algorithms in White Light Interferometers*, Technische Universität Ilmenau, Masterarbeit, 2013
- [80] ULLMANN, Vinzenz ; EMAM, Sherief ; MANSKE, Eberhard: White-light interferometers with polarizing optics for length measurements with an applicable zero-point detection. In: *Measurement Science and Technology* 26 (2015), S. 15. <http://dx.doi.org/10.1088/0957-0233/26/8/084010>. – DOI 10.1088/0957-0233/26/8/084010
- [81] STONE, Jack A. ; STEJSKAL, Alois: Wavelength-tracking capabilities of a Fabry-Perot cavity. In: *Proceedings of SPIE* 5190 (2003), S. 327–338
- [82] EGAN, Patrick ; STONE, Jack A.: Absolute refractometry of dry gas to plus minus 3 parts in 10 to the power of 9. In: *Applied Optics* 50 (2011), Nr. 19, S. 3076–3086
- [83] THALMANN, Rudolf ; MELI, Felix ; KÜNG, Alain: State of the Art of Tactile Micro Coordinate Metrology. In: *Applied Sciences* 6 (2016), Nr. 150

- [84] KÜNG, Alain ; MELL, Felix: Self calibration method for 3D roundness of spheres using an ultraprecision coordinate measuring machine. In: *Proceedings of the 5th Euspen International Conference 5* (2005), S. 193–196
- [85] JÄGER, G. ; HAUSOTTE, T. ; MANSKE, E. ; BÜCHNER, H.-J. ; MASTYLO, R. ; DOROZHOVETS, N. ; HOFMANN, N.: Nanomeasuring and nanopositioning engineering. In: *Measurement* 43 (2010), S. 1099–1105
- [86] WIEMER, Maik ; HERZIGER, Kai: *Silizium-Waferbonden: Montageprozesse für Silizium- und Glasmaterialien in der Mikromechanik*. Dt. Verl. für Schweißtechnik, DVS-Verlag, Düsseldorf, 1998
- [87] MENZ, Wolfgang ; MOHR, Jürgen: *Mikrosystemtechnik für Ingenieure*. 2. Aufl. VCH Verlagsgesellschaft mbH, Weinheim, 1997
- [88] TONG, Q.-Y. ; GÖSELE, U.: *Semiconductor Wafer Bonding: Science And Technology*. John Wiley & Sons, 1999
- [89] HARZ, Michael: Anodic bonding for the third dimension. In: *J. Micromech. Microeng.* 2 (1992), S. 161–163
- [90] BERTHOLD, A. ; NICOLA, L. ; SARRO, P.M. ; VELLEKOOP, M.J.: Glass-to-glass anodic bonding with standard IC technology thin films as intermediate layers. In: *Sensors and Actuators* 82 (2000), S. 224–228
- [91] MANSKE, Eberhard: *Ein Beitrag zur Entwicklung hochauflösender interferenzoptischer Wegsensoren*, Technische Hochschule Ilmenau, Diss., 1985
- [92] KOCH, Andreas: *Strecken-neutrale und Bus-fähige faseroptische Sensoren für die Wegmessung mittels Weißlichtinterferometrie*, Technische Universität Hamburg-Harburg, Diss., 1991
- [93] GRAU, Gerhard ; FREUDE, Wolfgang ; GRAU, Gerhard (Hrsg.): *Optische Nachrichtentechnik*. 3. Aufl. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1991
- [94] HSU, Hua-Chen ; TUNG, Chi-Hong ; KAO, Ching-Fen ; CHANG, Calvin C.: A white-light profiling algorithm adopting the multiwavelength interferometric technique. In: *SPIE: Interferometry XII: Techniques and Analysis* 5531 (2004), S. 244–249. <http://dx.doi.org/10.1117/12.559251>. – DOI 10.1117/12.559251
- [95] BARTL, Guido ; BETTIN, Horst ; KRYSTEK, Michael ; MAI, Torsten ; NICOLAUS, Arnold ; PETER, Andreas: Volume determination of the Avogadro spheres of highly enriched ^{28}Si with a spherical Fizeau interferometer. In: *Metrologia* 48 (2011), S. 96–103. <http://dx.doi.org/10.1088/0026-1394/48/2/S12>. – DOI 10.1088/0026-1394/48/2/S12
- [96] SCHOTT: *Optisches Glas*. (2015). http://www.schott.com/advanced_optics/german/download/schott-optical-glass-collection-datasheets-april-2015-de.pdf
- [97] SCHOTT: *Abbe-Diagramm $n_e - \nu_e$* . (2014). http://www.schott.com/advanced_optics/german/download/schott-abbe-diagramm-ne-ve-januar-2014-de.pdf

- [98] THORLABS: Breitbandig polarisierender Strahlteiler. (2016). http://www.thorlabs.de/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=739&pn=PBS102
- [99] THORLABS: Achromatische $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatte. (2016). http://www.thorlabs.de/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=854&pn=AQWP05M-980

Anhang A – Ergänzungen zur interferenzoptischen Rundheits- und Rundlaufmessung

Die Abbildung A.1 zeigt die konstruktive Ausführung des interferenzoptischen Sensorsystems nach [29]. Abbildung A.2 zeigt eine Übersicht zur Peripherie der am Technologiedemonstrator

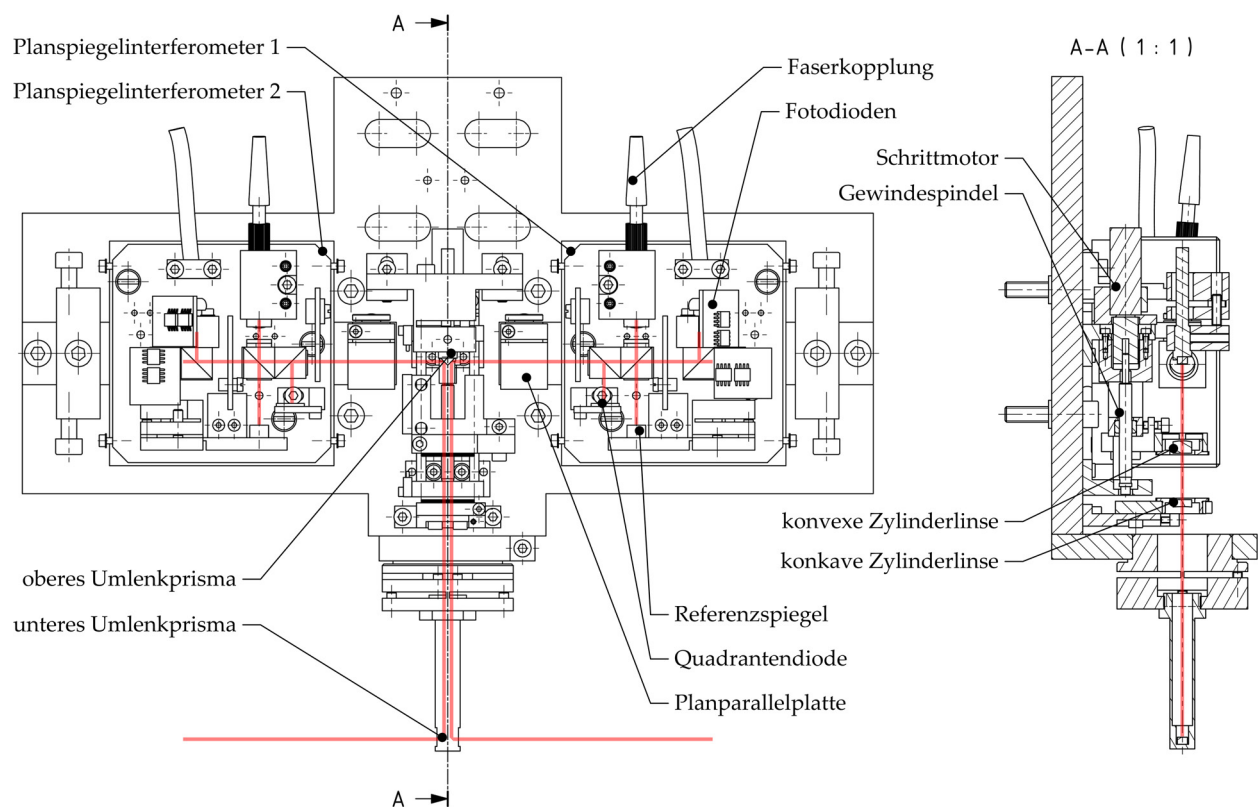


Abbildung A.1: Optisches Messsystem für Rundheitsmessungen, vgl. [29]

eingesetzten Komponenten sowie deren Kopplung.

Abbildung A.3 zeigt die zur Tabelle A.1 zugehörigen Bestimmungsgrößen und den Bewegungsablauf bei der Leerringausrichtung.

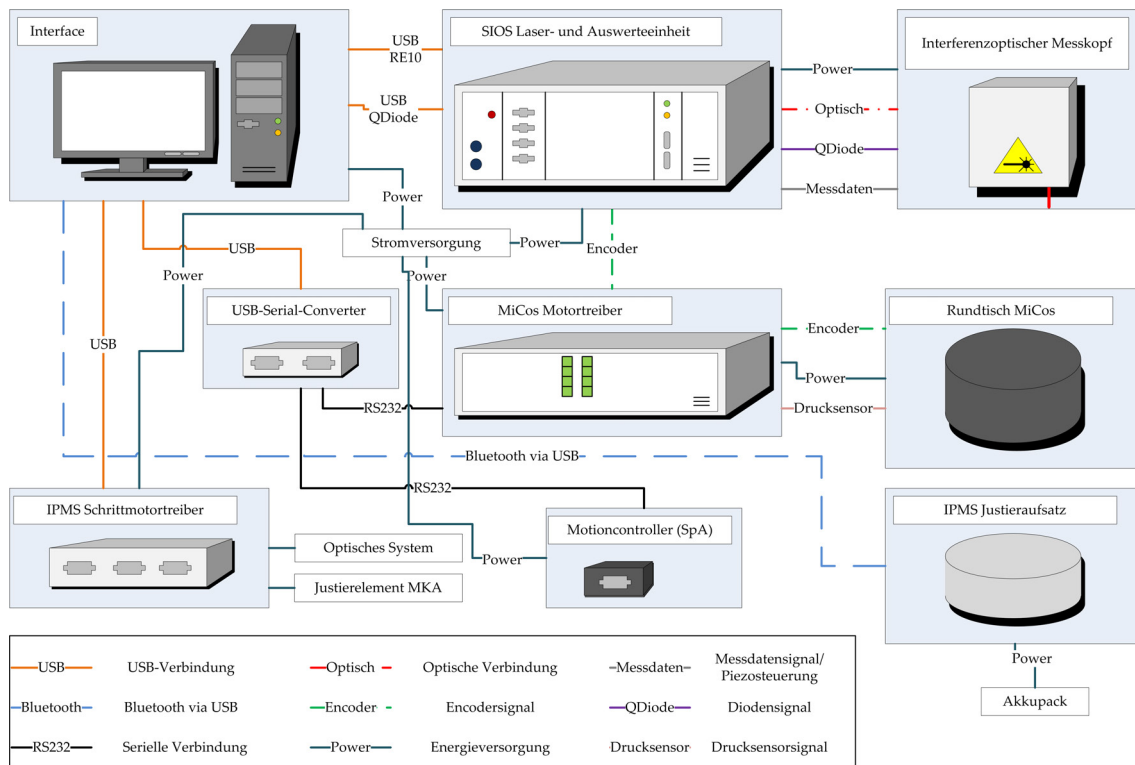


Abbildung A.2: Komponenten des interferenzoptischen Rundheitsprüfgerätes mit dem zugehörigen Informations- und Energiefluss

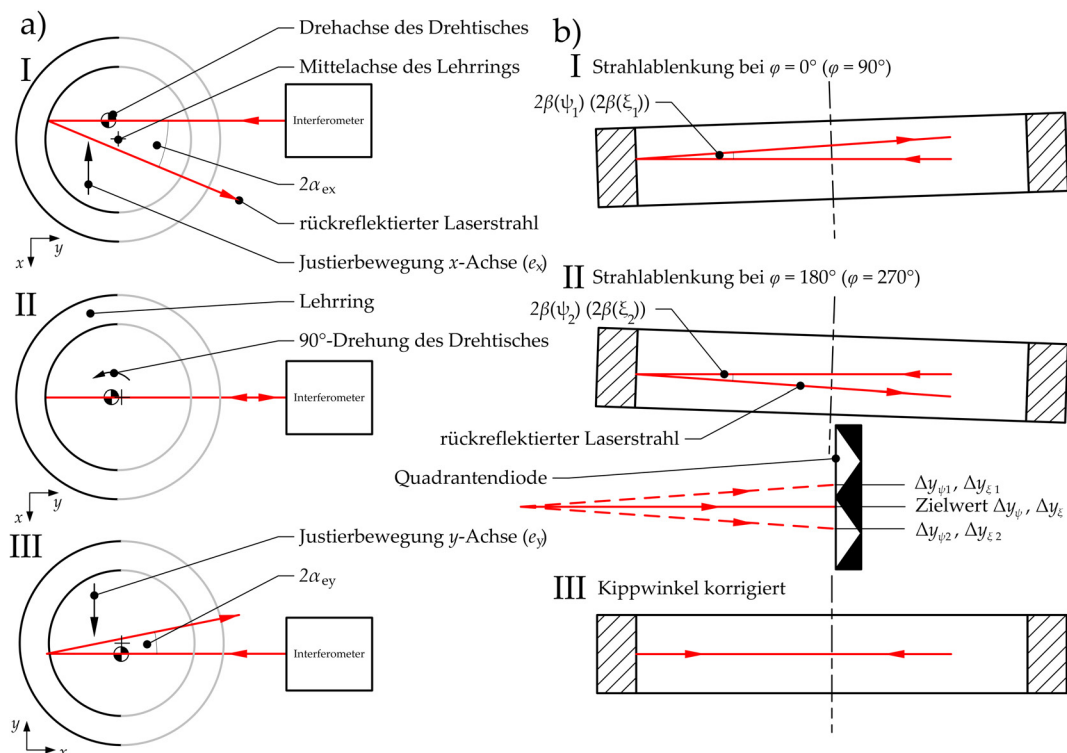


Abbildung A.3: Schrittfolge der automatischen Lehringausrichtung mittels Justieraufsatz: a) Justierung auf Exzentrizität $e = 0$, b) Justierung der Verkippung - Doppelablesung, da der Zielwert nicht der Quadrantendiode Mitte entspricht

Tabelle A.1: Schrittfolge der automatischen Lehrringausrichtung, i -Index, φ -Drehwinkellage des Drehtisches

i	φ	Justierschritt der automatischen Lehrringausrichtung
1	0°	Kippung ψ : Auslesen der Quadrantendioden: $\Delta y_{\psi 1}$
2	180°	Kippung ψ : Auslesen der Quadrantendioden: $\Delta y_{\psi 2}$
3	180°	Kippung ψ : Berechnung des Zielwertes Δy_{ψ} , Positionierung von Achse 4 (ψ)
4	270°	Kippung ξ : Auslesen der Quadrantendioden: $\Delta y_{\xi 1}$
5	90°	Kippung ξ : Auslesen der Quadrantendioden: $\Delta y_{\xi 2}$
6	90°	Kippung ξ : Berechnung des Zielwertes Δy_{ξ} , Positionierung von Achse 3 (ξ)
7	45°	Verschiebung e_x : Auslesen der Quadrantendioden: Δx_{ex1}
8	-135°	Verschiebung e_x : Auslesen der Quadrantendioden: Δx_{ex2}
9	-135°	Verschiebung e_x : Berechnung des Zielwertes Δx_{ex} , Pos. von Achse 1 (x -Achse)
10	-225°	Verschiebung e_y : Auslesen der Quadrantendioden: Δx_{ey1}
11	-45°	Verschiebung e_y : Auslesen der Quadrantendioden: Δx_{ey2}
12	-45°	Verschiebung e_y : Berechnung des Zielwertes Δx_{ey} , Pos. von Achse 2 (y -Achse)
Beginn der Präzisionsverschiebung		
13	-45°	Verschiebung e_y : Auslesen der Interferometer: Δx_{ey1}
14	135°	Verschiebung e_y : Auslesen der Interferometer: Δx_{ey2}
15	135°	Verschiebung e_y : Berechnung der Schrittfolge Δx_{ey} , Pos. von Achse 2 (y -Achse)
16	225°	Verschiebung e_x : Auslesen der Interferometer: Δx_{ex1}
17	45°	Verschiebung e_x : Auslesen der Interferometer: Δx_{ex2}
18	45°	Verschiebung e_x : Berechnung der Schrittfolge Δx_{ex} , Pos. von Achse 1 (x -Achse)
19	0°	Anfahren der Startposition

Anhang B – Ergänzungen zur interferenzoptischen Durchmessermessung

B.1 Optische Gläser

Die Dispersionseigenschaften optischer Gläser sind im Abbe-Diagramm dokumentiert (siehe B.1). Je größer die Abbe-Zahl ν_e , desto kleiner ist die Dispersion. Gleichung B.1 beschreibt ν_e in Abhängigkeit von drei Brechzahlen der zugehörigen Fraunhofer-Wellenlängen [17].

$$\nu_e = \frac{n_e - 1}{n_{F'} - n_{C'}} \quad (\text{B.1})$$

Dabei ist n_e die Hauptbrechzahl und $n_{F'} - n_{C'}$ die Hauptdispersion. Die zugehörigen Fraunhofer-Wellenlängen sind in der Literatur mit $\lambda_e = 546,07 \text{ nm}$, $\lambda_{F'} = 479,99 \text{ nm}$ und $\lambda_{C'} = 643,85 \text{ nm}$ angegeben ([17], S.140). Abbildung B.1 zeigt den wellenlängenabhängigen Verlauf der Brechzahl für einige relevante optische Gläser auf. Die Berechnung der Kurven basiert auf der Dispersionsgleichung B.2 nach Sellmeier ([17], S.816; [96], S.3; [97], S.69).

$$n(\lambda) = \sqrt{1 + \frac{B_1 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - C_1} + \frac{B_2 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - C_2} + \frac{B_3 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - C_3}} \quad (\text{B.2})$$

Die benötigten Konstanten werden über die Methode der kleinsten Quadrate aus experimentell ermittelten Brechzahlen berechnet ([18], S.75). Diese werden von Glasherstellern in ihren Datenblättern angegeben [96]. Beim Einsetzen der Wellenlängen muss beachtet werden, dass diese in Mikrometern angegeben werden.

Tabelle B.1: Parameter der Sellmeiergleichung (Gl.B.2) für ausgewählte optische Gläser, Stand 2015, [96], eingesehen am 05.08.2015

Werkstoff	B_1	B_2	B_3	C_1	C_2	C_3
N-FK51A	0,971247817	0,216901417	0,904651666	0,00472301995	0,0153575612	168,68133
N-BK7	1,03961212	0,231792344	1,01046945	0,00600069867	0,0200179144	103,560653
N-BAK2	1,01662154	0,319903051	0,937232995	0,00592383763	0,0203828415	113,118417
N-SK5	0,991463823	0,495982121	0,987393925	0,00522730467	0,0172733646	98,3594579
LF5	1,28035628	0,163505973	0,893930112	0,00929854416	0,0449135769	110,493685
F2	1,34533359	0,209073176	0,937357162	0,00997743871	0,0470450767	111,886764
SF4	1,61957826	0,339493189	1,02566931	0,0125502104	0,0544559822	117,652222

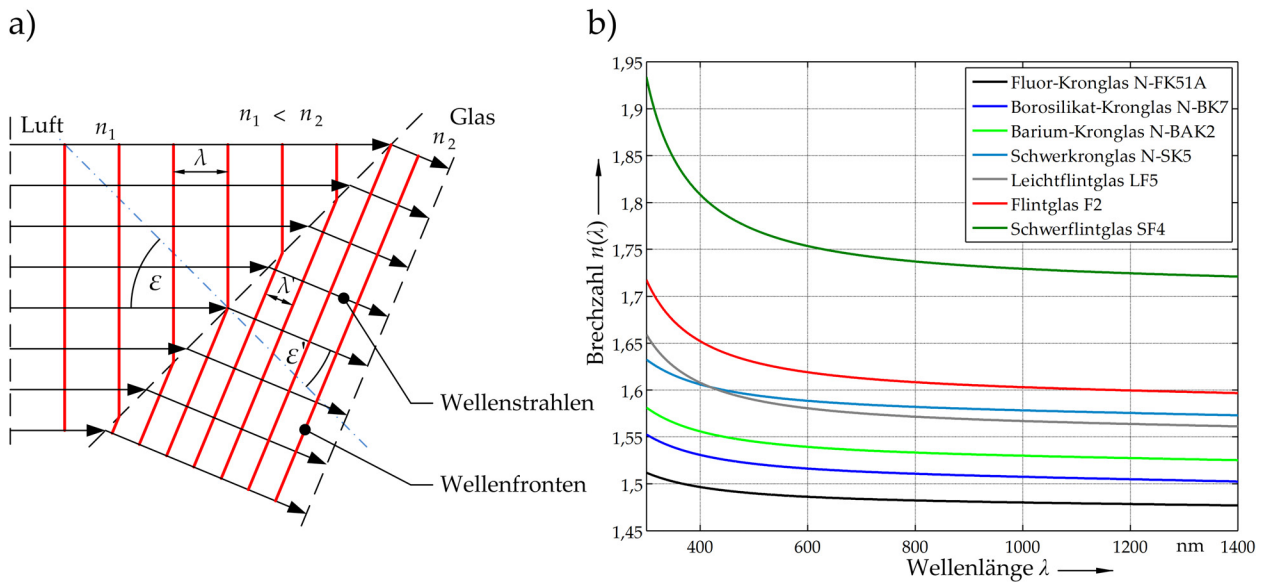


Abbildung B.1: a) Schematische Darstellung der Brechung von Wellenfronten an einer optischen Grenzschicht, b) Verläufe der Brechzahl für verschiedene optische Gläser, [96]

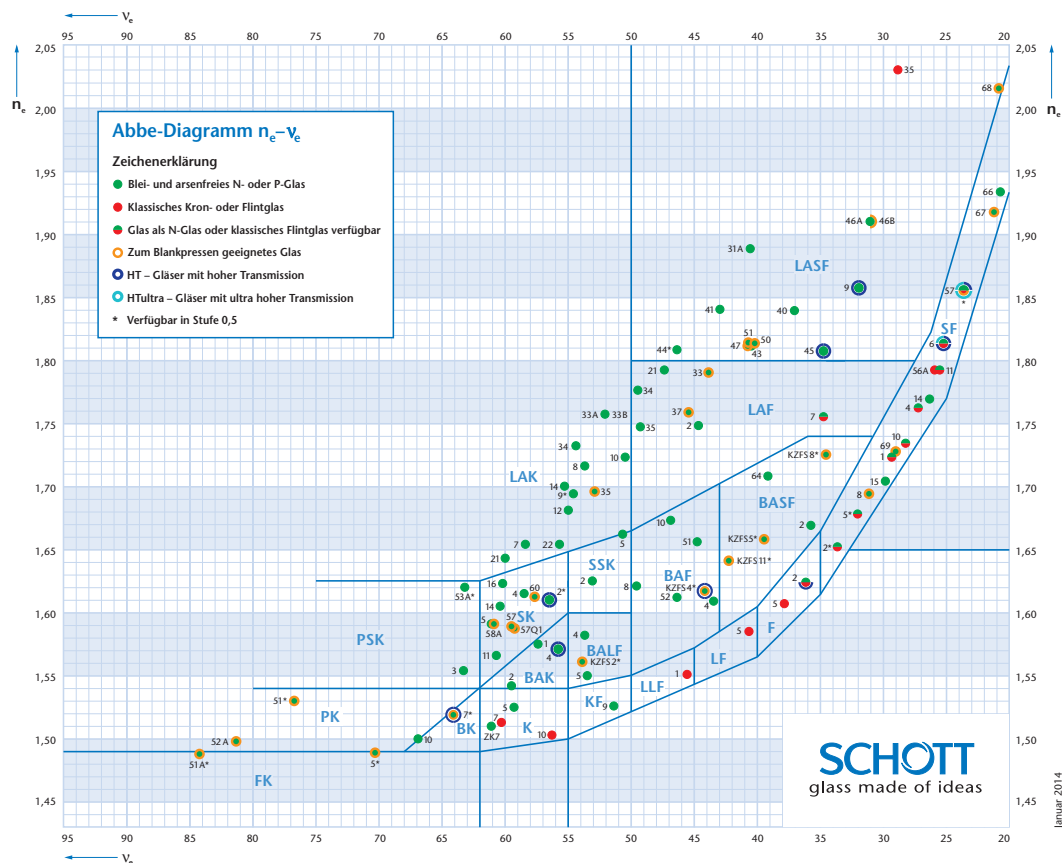


Abbildung B.2: Abbe-Diagramm $n_e - v_e$ von Schott, Stand 2014, [97], eingesehen am 05.08.2015

B.2 Eigenschaften achromatisch polarisierender Bauelemente

Nachfolgend sind die Kenndaten der verwendeten achromatischen Strahlteilerwürfel und der passenden achromatischen Verzögerungsplatten aufgelistet. Die in den Tabellen B.2 und B.3 genannten Bauteile kommen in den in Kapitel 3 und in Kapitel 4 beschriebenen polarisationsoptischen Weißlichtinterferometern (Tandem-WLI und Michelson-WLI) zum Einsatz.

Tabelle B.2: Transmissionseigenschaften breitbandig polarisierender Strahlteilerwürfel, Transmissionsgrad in %, [98], zuletzt eingesehen am 12.04.2018

Wellenlänge λ	P-polarisiert	S-polarisiert	Wellenlänge λ	P-polarisiert	S-polarisiert
PBS102			PBS101		
794 nm	95,91%	0,058%	506 nm	95,40%	0,053%
814 nm	96,36%	0,075%	526 nm	95,31%	0,044%
829 nm	96,55%	0,174%	541 nm	95,98%	0,041%
844 nm	96,73%	0,269%	556 nm	96,68%	0,043%
864 nm	97,30%	0,179%	576 nm	97,07%	0,049%

Tabelle B.3: Phasenversatz und Transmission an den ausgewählten achromatischen $\frac{\lambda}{4}$ - und $\frac{\lambda}{2}$ -Verzögerungsplatten NIR, Transmissionsgrad in %, [99], eingesehen am 14.01.2016

Wellenlänge λ	Transmissionsgrad	$\frac{\lambda}{4}$ -Platte Verzögerung	$\frac{\lambda}{2}$ -Platte Verzögerung
794 nm	97,08%	$0,25831 \cdot \lambda$	$0,51662 \cdot \lambda$
814 nm	97,10%	$0,25867 \cdot \lambda$	$0,51733 \cdot \lambda$
829 nm	97,30%	$0,25872 \cdot \lambda$	$0,51745 \cdot \lambda$
844 nm	97,50%	$0,25864 \cdot \lambda$	$0,51727 \cdot \lambda$
864 nm	97,71%	$0,25834 \cdot \lambda$	$0,51668 \cdot \lambda$

B.3 Angaben zu den verwendeten Lichtwellenleitern

In Tabelle B.4 sind Angaben zu den untersuchten und verwendeten Multimode-Lichtwellenleitern gelistet.

Tabelle B.4: In Voruntersuchungen verwendete Multimode-Lichtwellenleiter, Spezifikationen gemäß Angabe der Hersteller

Bezeichnung	Faser-Typ	Kerndurchmesser	Länge	Numerische Apertur
LC 0,17dB	Gradienten-Index	$d = 62,5 \mu\text{m}$	$l = 3 \text{ m}$	k.A.
LC 0,10dB	Gradienten-Index	$d = 125 \mu\text{m}$	$l = 3 \text{ m}$	k.A.
TL M14L05	Stufen-Index	$d = 50 \mu\text{m}$	$l = 5 \text{ m}$	NA = 0,22
TL M15L05	Stufen-Index	$d = 105 \mu\text{m}$	$l = 5 \text{ m}$	NA = 0,22

Anhang C – Ergänzungen zur interferenzoptischen Kavitätslängenmessung

C.1 Herleitungen zum maximal erreichbaren Interferenzkontrast

Dieser Abschnitt bezieht sich auf die Analysen zum maximal erzielbaren Interferenzkontrast in einem Weißlichtinterferometer mit Planspiegeln und einer Lichtquelle, die mittels Multimode-LWL an das Interferometer gekoppelt ist. Die nachfolgende Zusammenstellung der Gleichungen beschreiben die Herleitung der Gleichungen in Unterabschnitt 4.2.2.

Grundlegende Zusammenhänge am Objektiv:

$$\text{NA} = \sin(\vartheta) \quad (\text{C.1})$$

Versatz der Teilstrahlen Δs an der Hauptebene des Objektivs:

$$\Delta s = a \cdot \tan(\beta) \quad (\text{C.2})$$

Zusammenhang zwischen bildseitigem Neigungswinkel β' , Δs , dem Brennpunktversatz der Teilstrahlen in der bildseitigen Brennebene s_f und der effektiven Brennweite des Objektivs f_{eff} :

$$\tan(\beta') = \frac{\Delta s - s_f}{f_{\text{eff}}} \quad (\text{C.3})$$

Zusammenhang zwischen objektseitigem Neigungswinkel β , dem Brennpunktversatz der Teilstrahlen in der bildseitigen Brennebene s_f und der effektiven Brennweite des Objektivs f_{eff} :

$$\tan(\beta) = \frac{s_f}{f_{\text{eff}}} \quad (\text{C.4})$$

$$s_f = \tan(\beta) \cdot f_{\text{eff}} \quad (\text{C.5})$$

Substitution von s_f und Δs , C.5 und C.2 in C.3:

$$\beta' = \arctan\left(\frac{(a - f_{\text{eff}}) \cdot \tan(\beta)}{f_{\text{eff}}}\right) \quad (\text{C.6})$$

Zusammenhang zwischen bildseitigem Neigungswinkel β' , dem Brennpunktversatz der Teilstrahlen in der bildseitigen Brennebene s_f und der optimalen Tubuslänge für maximalen Kontrast c_{maxM}

($\Delta s' = 0$):

$$\tan(\beta') = \frac{s_f}{c_{\max M}} \quad (\text{C.7})$$

Gleichung C.7 umgestellt nach der optimalen Tubuslänge $c_{\max M}$, danach sequentielles Einsetzen der Gleichungen C.5 und C.3:

$$c_{\max M} = \frac{s_f}{\tan(\beta')} = f_{\text{eff}} \cdot \frac{\tan(\beta)}{\tan(\beta')} = (f_{\text{eff}})^2 \cdot \frac{\tan(\beta)}{(\Delta s - s_f)} \quad (\text{C.8})$$

Kombination von C.8 mit C.2 und C.5, anschließendes Kürzen:

$$c_{\max M} = \left(\frac{\tan(\beta)}{a \cdot \tan(\beta) - f_{\text{eff}} \cdot \tan(\beta)} \right) \cdot (f_{\text{eff}})^2 = \frac{f_{\text{eff}}}{\left(\frac{a}{f_{\text{eff}}} - 1 \right)} \quad (\text{C.9})$$

Zusammenhang zwischen bildseitigem Neigungswinkel β' und objektseitigem Neigungswinkel β :

$$\tan(\beta') = \left(\frac{a}{f_{\text{eff}}} - 1 \right) \cdot \tan(\beta) \quad (\text{C.10})$$

Zusammenhang zwischen bildseitigem Neigungswinkel β' , Lateralversatz der Speckle-Bilder auf der CMOS-Matrix $\Delta s'$, eingebauter Tubuslänge c und optimaler Tubuslänge $c_{\max M}$:

$$\tan(\beta') = \frac{\Delta s'}{c - c_{\max M}} \quad (\text{C.11})$$

Gleichung C.11 umgestellt nach $\Delta s'$ und Einsetzen der Gleichung C.9

$$\Delta s' = (c - c_{\max M}) \cdot \tan(\beta') = \left(c - \frac{f_{\text{eff}}}{\left(\frac{a}{f_{\text{eff}}} - 1 \right)} \right) \cdot \tan(\beta') \quad (\text{C.12})$$

Schrittweise Substitution des bildseitigen Neigungswinkels β' durch den objektseitigen Neigungswinkel β (doppelter Kippwinkel des Messspiegels).

$$\begin{aligned} \Delta s' &= c \cdot \tan(\beta') - \frac{f_{\text{eff}}}{\left(\frac{a}{f_{\text{eff}}} - 1 \right)} \cdot \tan(\beta') \\ &= c \cdot \left(\frac{a}{f_{\text{eff}}} - 1 \right) \cdot \tan(\beta) - \frac{f_{\text{eff}}}{\left(\frac{a}{f_{\text{eff}}} - 1 \right)} \cdot \left(\frac{a}{f_{\text{eff}}} - 1 \right) \cdot \tan(\beta) \\ &= \left(\frac{a \cdot c}{f_{\text{eff}}} - c \right) \cdot \tan(\beta) - f_{\text{eff}} \cdot \tan(\beta) \end{aligned} \quad (\text{C.13})$$

Der nächste Vereinfachungsschritt führt zu Gleichung 4.10 auf Seite 87.

C.2 Benutzeroberfläche für die durchgeführten WLI-Messungen

Abbildung C.1 zeigt die in LabView realisierte Benutzeroberfläche für Messungen mit den polarisationsoptischen Weißlichtinterferometern. Die Abbildung zeigt die Variante für die optische Kavitätslängenmessung in der Nanopositionier- und Messmaschine NMM-1. In Bereich a) befindet

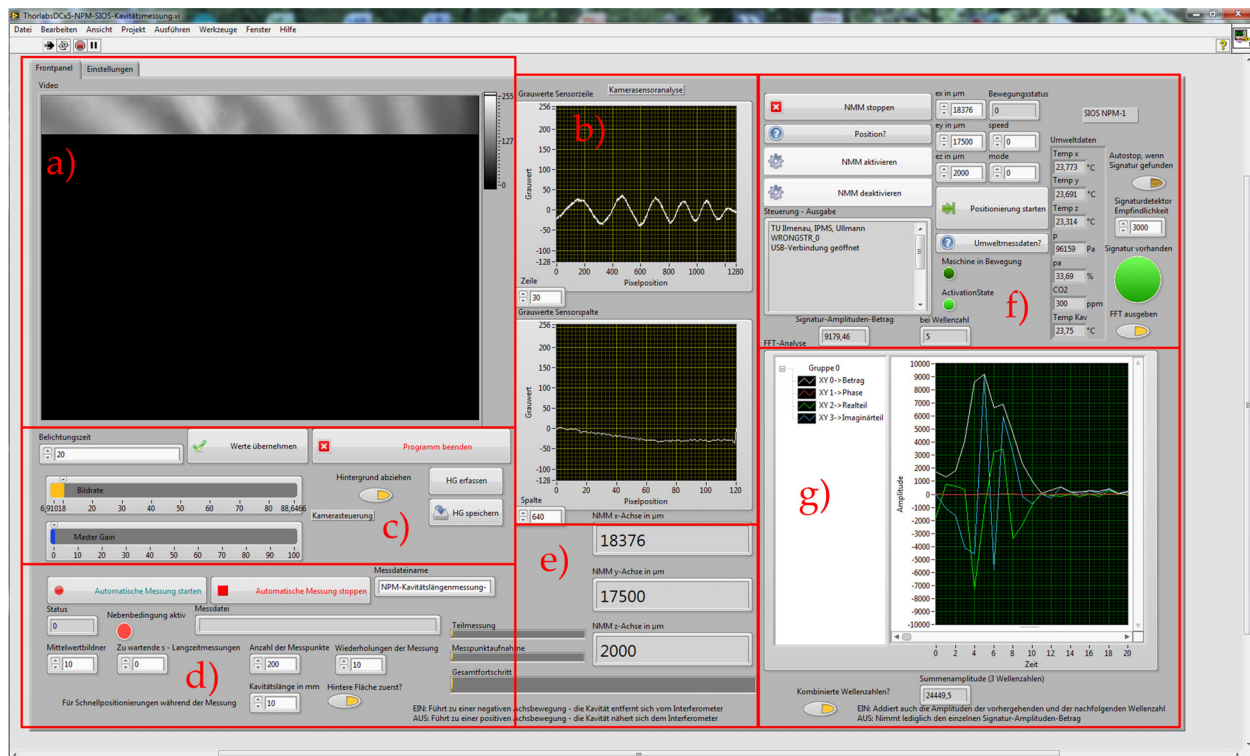


Abbildung C.1: Programmoberfläche für die Kavitätslängenmessung

sich das live ausgegebene Kamerabild, wobei hier bereits eine eingeschränkte ROI von 1280 x 120 Pixeln ausgegeben wird. Unter b) werden die vorverarbeiteten Signaturverläufe in je einer ausgewählten Zeile und einer ausgewählten Spalte dargestellt. Bereich c) bietet Optionen zur Kamerasteuerung und zur Vorverarbeitung der erfassten Signatur. Bei d) erfolgen Angaben zur automatisierten Kavitätslängenmessung, zum Messfortschritt und zum Status der Messung. Die drei Anzeigen in Rahmen e) geben die Position der Spiegelecke in Mikrometern an. Unter f) sind alle zur Steuerung der NMM-1 erforderlichen Funktionen angelegt. Die FFT der Signatur unter b) wird in g) dargestellt.

C.3 Ablaufsteuerung der Kompensationsmessung

Die nachfolgende Auflistung dokumentiert den Einsatz einer Statusvariable innerhalb der realisierten Ablaufsteuerung für automatisierte Messungen mit dem WLI an einem einzelnen Spiegel. Der den Statusvariablen zugewiesene Wert spielt keine Rolle, sondern nur die Verknüpfung der

eigentlichen Programmbefehle untereinander, welche einer jeweiligen Statusvariable zugeordnet sind. Die dargestellte Tabellenreihenfolge der Befehle muss eingehalten werden. Das Ziel zeigt auf die Statusvariable des nächsten abzuarbeitenden Befehls. Der Befehlstyp „Zustand“ wird nur ein einziges Mal verwendet. Er beschreibt die Nichtausführung des Messablaufs. Der Befehlstyp „Parameteränderung“ verändert Grundeinstellungen des Programms oder der eingesetzten Hardware. Dies ist beispielsweise die Veränderung einer booleschen Variablen, die eine Nebenbedingung vorgibt, die die Ausführbarkeit des nächsten Programmschrittes verhindert. Der Befehlstyp „Positionierung“ ist hier anwendungsorientiert zu sehen, da der bewegliche Messspiegel des Interferometers verschoben wird. Über einen Parameter wird die relative Position weitergegeben. Bei der eingesetzten Linearachse entspricht der übermittelte Parameter der Anzahl an zu verfahrenen Inkrementen des Drehwinkelgebers am Servomotor. In der gewählten Konfiguration der Achsensteuerung entsprechen zwei Inkremente einem Mikrometer. Der Befehlstyp „Schleife“ erzwingt das Beenden des aktuellen Schleifendurchlaufs und den nachfolgenden Beginn einer neuen Programmschleife. Dies dient vier Zwecken. Erstens erwarten die Schnittstellen der Hardware das Auslesen der rückgekoppelten Antworten auf gesendete Befehle. So können z.B. inzwischen neu erfasste Interferometermesswerte aus deren Puffer gelesen werden. Zweitens werden Variablen und Messdatenarrays aktualisiert oder mit neuem Inhalt ergänzt. Drittens erfolgt eine Aktualisierung aller Anzeigen und Diagramme auf der Nutzeroberfläche, was eine Live-Beobachtung des Messprozesses und der Messergebnisse ermöglicht. Und viertens bleibt auf diese Weise eine Möglichkeit zum Eingriff des Nutzers gewahrt, beispielsweise um die Messung abubrechen oder den Antrieb in der Bewegung zu stoppen. Diese vier Punkte werden dadurch möglich, dass das Programm nicht in einem Zustand „einfriert“. Der Befehlstyp „Abfrage“ ermittelt, ob ein bestimmter Zustand erreicht wurde. Dies ist z.B. das Abschließen einer Positionierung, das Auffinden einer Weißlichtsignatur oder das Erreichen einer vorgegebenen Messpunkteanzahl. Der Befehlstyp „Speichern“ schreibt die Werte der Messdatenarrays in Dateien, die dann für externe Auswertungen genutzt werden.

Status	Ziel	Befehlstyp	Beschreibung
			Beginn der Programmschleife
0	-	Zustand	Keine Messung, Messablauf beenden
1	2	Parameteränderung	Autostopp bei vorhandener Signatur: AUS
3	4	Positionierung	Positionierung der Linearachse: –100 Inkremente, entspricht –50 µm
2	3	Schleife	Diese Programmschleife beenden und eine neue Programmschleife beginnen
5	6, 5	Abfrage	Abfrage, ob die Achse das Steuerzeichen „R“ sendet: JA: 6, NEIN: 5
4	5	Schleife	Diese Programmschleife beenden und eine neue Programmschleife beginnen
6	7	Parameteränderung	Autostopp bei vorhandener Signatur: EIN
8	9	Positionierung	Positionierung der Linearachse: 200 Inkremente, entspricht 100 µm

Status	Ziel	Befehlstyp	Beschreibung
7	8	Schleife	Diese Programmschleife beenden und eine neue Programmschleife beginnen
10	11, 10	Abfrage	Abfrage, ob eine Weißlichtsignatur in der ROI detektierbar ist, JA: Motorstopp und 11, NEIN: 10
9	10	Schleife	Diese Programmschleife beenden und eine neue Programmschleife beginnen
11	12	Parameteränderung	Autostopp bei vorhandener Signatur: AUS
113	104	Positionierung	Positionierung der Linearachse: -20 Inkremente, entspricht $-10\text{ }\mu\text{m}$
12	113	Schleife	Diese Programmschleife beenden und eine neue Programmschleife beginnen
105	13, 105	Abfrage	Abfrage, ob die Achse das Steuerzeichen „R“ sendet: JA: 13, NEIN: 105
104	105	Schleife	Diese Programmschleife beenden und eine neue Programmschleife beginnen
13	14	Positionierung	Positionierung der Linearachse: 2 Inkremente, entspricht $1\text{ }\mu\text{m}$
14	15, 14	Abfrage	Wurden 20 Programmschleifendurchläufe absolviert? JA: 15, NEIN: 14
15	16	Messdatenerfassung	Messpunktaufnahme der Weißlichtsignatur, $\text{Messindex1} = \text{Messindex1} + 1$
16	17, 15	Abfrage	Wurde m -Mal gemessen ($\text{Messindex1} = m$)? JA: 17, NEIN: 15
17	18, 13	Abfrage	Wurden n -Messpunkte aufgenommen? ($\text{Messindex2} = n$)? JA: 18 $\text{Messindex2} = 1$, NEIN: 13 $\text{Messindex2} + 1$
18	20, 3	Abfrage	Wurden o -Gesamtmessungen durchgeführt? ($\text{Messindex3} = o$)? JA: 20 $\text{Messindex3} = 1$, NEIN: 13 $\text{Messindex3} + 1$
20	0	Speichern	Mittelwertbildung und Abspeichern aller Messpunkte in einer Datei Ende der Programmschleife

C.4 Ablaufsteuerung der Kavitätslängenmessung

Die nachfolgende tabellarische Übersicht beinhaltet den kompletten Programmablauf für die Bestimmung einer Glaskavitätslänge mit dem polarisationsoptischen Weißlichtinterferometer. Neben den schon aus Anhang C.3 bekannten Befehlstypen wurden weitere ergänzt, um die Ablaufsteuerung zu realisieren. Hinzu kommt der Befehlstyp „Hardwarekonfiguration“, welcher während der

Ablaufsteuerung nicht einfach nur Programmparameter ändert, sondern Einstellung der angebundenen Hardware verändert, wie beispielsweise das Verändern der Bewegungsgeschwindigkeit einer eingebundenen Linearachse. Dadurch wird es möglich, in unterschiedlichen Programmabschnitten den Messspiegel mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten zu verfahren. Ziel ist hierbei die Reduzierung der Messprozessdauer. Eine Änderung gegenüber der Ablaufsteuerung aus Anhang C.3 ergibt sich auch beim Befehlstyp „Positionierung“. Da nun zwei separate Reflexionsflächen angefahren werden sollen, muss vor Beginn der Messung festgelegt werden, bei welcher Fläche begonnen wird und wie diese Zueinander stehen. In Abhängigkeit, ob nun zuerst die Signatur der vom Interferometer aus gesehenen hinteren (Fall A) oder der vorderen Glasfläche (Fall B) innerhalb der Kavität gescannt wird, ergeben sich unterschiedliche Bewegungsrichtungen. Außerdem gibt der Nutzer nun über eine weitere Vorinformation an, welche Länge die Kavität ungefähr besitzt. Dadurch muss nur innerhalb eines Zielfensters mit einer langsamen Positioniergeschwindigkeit nach der zweiten Signatur gescannt werden, während die schnelle Spiegelpositionierung den Großteil der Kavitätslänge überbrückt. Die Dauer für die Messung sinkt und somit auch der Einfluss von Temperaturänderungen auf das Messergebnis.

Status	Ziel	Befehlstyp	Beschreibung
			Beginn der Programmschleife
0	-	Zustand	Keine Messung, Messablauf beenden
1	900	Parameteränderung	Autostopp bei vorhandener Signatur: AUS
901	2	Hardwarekonfiguration	Setzen der Bewegungsgeschwindigkeit: Langsamer Modus: 100 Inc/s, entspricht: $v = 50 \frac{\mu\text{m}}{\text{s}}$
900	901	Schleife	Diese Programmschleife beenden und eine neue Programmschleife beginnen
3	4	Positionierung	Positionierung der Linearachse: 100 Inkremente, entspricht 50 μm (Fall A), –100 Inkremente, entspricht –50 μm (Fall B)
2	3	Schleife	Diese Programmschleife beenden und eine neue Programmschleife beginnen
5	6, 5	Abfrage	Abfrage, ob die Achse das Steuerzeichen „R“ sendet: JA: 6, NEIN: 5
4	5	Schleife	Diese Programmschleife beenden und eine neue Programmschleife beginnen
6	7	Parameteränderung	Autostopp bei vorhandener Signatur: EIN
8	9	Positionierung	Positionierung der Linearachse: –200 Inkremente, entspricht –100 μm (Fall A), 200 Inkremente, entspricht 100 μm (Fall B)
7	8	Schleife	Diese Programmschleife beenden und eine neue Programmschleife beginnen
10	11, 10	Abfrage	Abfrage, ob eine Weißlichtsignatur in der ROI detektierbar ist, JA: Motorstopp und 11, NEIN: 10

Status	Ziel	Befehlstyp	Beschreibung
9	10	Schleife	Diese Programmschleife beenden und eine neue Programmschleife beginnen
11	12	Parameteränderung	Autostopp bei vorhandener Signatur: AUS
113	104	Positionierung	Positionierung der Linearachse: 20 Inkremente, entspricht 10 μm (Fall A), -20 Inkremente, entspricht -10 μm (Fall B)
12	113	Schleife	Diese Programmschleife beenden und eine neue Programmschleife beginnen
105	13, 105	Abfrage	Abfrage, ob die Achse das Steuerzeichen „R“ sendet: JA: 13, NEIN: 105
104	105	Schleife	Diese Programmschleife beenden und eine neue Programmschleife beginnen
13	14	Positionierung	Positionierung der Linearachse: -2 Inkremente, entspricht -1 μm (Fall A), 2 Inkremente, entspricht 1 μm (Fall B)
14	15, 14	Abfrage	Wurden 20 Programmschleifendurchläufe absolviert? JA: 15, NEIN: 14
15	16	Messdatenerfassung	Messpunktaufnahme der Weißlichtsignatur, $\text{Messindex1} = \text{Messindex1} + 1$
16	17, 15	Abfrage	Wurde m -Mal gemessen ($\text{Messindex1} = m$)? JA: 17, NEIN: 15
17	18, 13	Abfrage	Wurden n -Messpunkte aufgenommen? ($\text{Messindex2} = n$)? JA: 201 $\text{Messindex2} = 1$, NEIN: 13 $\text{Messindex2} + 1$
201	202	Hardwarekonfiguration	Setzen der Bewegungsgeschwindigkeit: Schneller Modus: 5000 Inc/s, entspricht: $v = 2,5 \frac{\text{mm}}{\text{s}}$
203	204	Positionierung	Positionierung der Linearachse: $\Delta s = -2000 \cdot (l_{Kav} - 1)$ Inkremente (Fall A), $\Delta s = 2000 \cdot (l_{Kav} - 1)$ Inkremente (Fall B)
202	203	Schleife	Diese Programmschleife beenden und eine neue Programmschleife beginnen
205	206, 205	Abfrage	Abfrage, ob die Achse das Steuerzeichen „R“ sendet: JA: 206, NEIN: 205
204	205	Schleife	Diese Programmschleife beenden und eine neue Programmschleife beginnen
207	208	Hardwarekonfiguration	Setzen der Bewegungsgeschwindigkeit: Langsamer Modus: 100 Inc/s, entspricht: $v = 50 \frac{\text{mm}}{\text{s}}$
206	207	Schleife	Diese Programmschleife beenden und eine neue Programmschleife beginnen
209	210	Parameteränderung	Autostopp bei vorhandener Signatur: EIN

Status	Ziel	Befehlstyp	Beschreibung
208	209	Schleife	Diese Programmschleife beenden und eine neue Programmschleife beginnen
211	212	Positionierung	Positionierung der Linearachse: -4000 Inkremente, entspricht $-2000\text{ }\mu\text{m}$ (Fall A), 4000 Inkremente, entspricht $2000\text{ }\mu\text{m}$ (Fall B)
210	211	Schleife	Diese Programmschleife beenden und eine neue Programmschleife beginnen
213	214, 213	Abfrage	Abfrage, ob eine Weißlichtsignatur in der ROI detektierbar ist, JA: Motorstopp und 214, NEIN: 213
212	213	Schleife	Diese Programmschleife beenden und eine neue Programmschleife beginnen
214	215	Parameteränderung	Autostopp bei vorhandener Signatur: AUS
216	217	Positionierung	Positionierung der Linearachse: 20 Inkremente, entspricht $10\text{ }\mu\text{m}$ (Fall A), -20 Inkremente, entspricht $-10\text{ }\mu\text{m}$ (Fall B)
215	216	Schleife	Diese Programmschleife beenden und eine neue Programmschleife beginnen
218	219, 218	Abfrage	Abfrage, ob die Achse das Steuerzeichen „R“ sendet: JA: 219, NEIN: 218
217	218	Schleife	Diese Programmschleife beenden und eine neue Programmschleife beginnen
220	221	Positionierung	Positionierung der Linearachse: -2 Inkremente, entspricht $-1\text{ }\mu\text{m}$ (Fall A), 2 Inkremente, entspricht $1\text{ }\mu\text{m}$ (Fall B)
219	220	Schleife	Diese Programmschleife beenden und eine neue Programmschleife beginnen
221	222, 221	Abfrage	Wurden 20 Programmschleifendurchläufe absolviert? JA: 222, NEIN: 221
222	223	Messdatenerfassung	Messpunktaufnahme der Weißlichtsignatur, $Messindex1 = Messindex1 + 1$
223	224, 222	Abfrage	Wurde m -Mal gemessen ($Messindex1 = m$)? JA: 224, NEIN: 222
224	225, 220	Abfrage	Wurden n -Messpunkte aufgenommen? ($Messindex2 = n$)? JA: 225 $Messindex2 = 1$, NEIN: 220 $Messindex2 + 1$
225	226	Hardwarekonfiguration	Setzen der Bewegungsgeschwindigkeit: Schneller Modus: 5000 Inc/s , entspricht: $v = 2,5\frac{\text{mm}}{\text{s}}$
227	228	Positionierung	Positionierung der Linearachse: $\Delta s = 2000 \cdot (l_{Kav} - 1)$ Inkremente (Fall A), $\Delta s = -2000 \cdot (l_{Kav} - 1)$ Inkremente (Fall B)

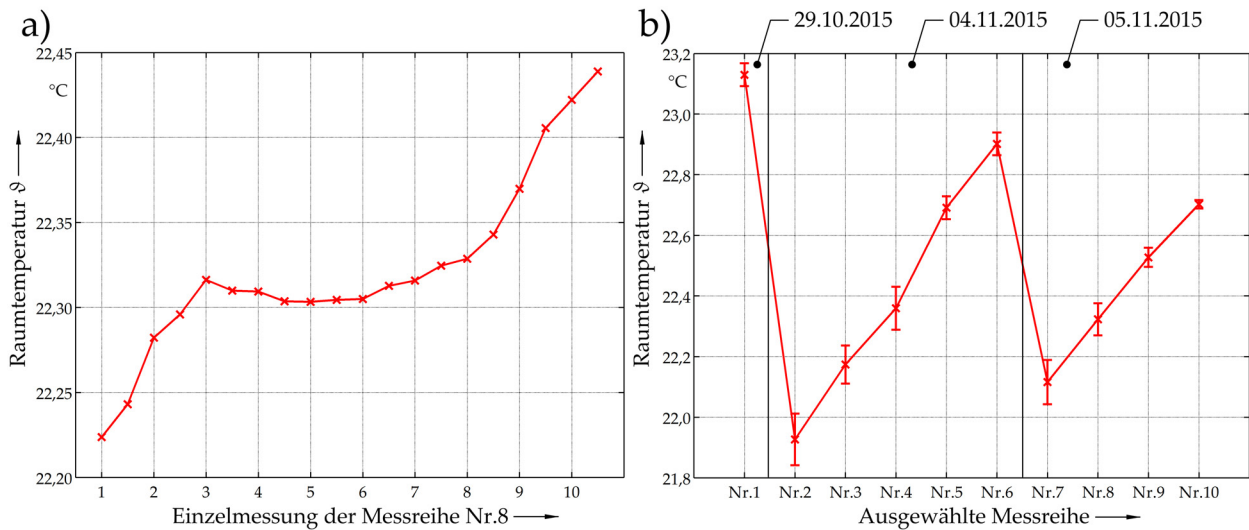
Status	Ziel	Befehlstyp	Beschreibung
226	227	Schleife	Diese Programmschleife beenden und eine neue Programmschleife beginnen
229	230, 229	Abfrage	Abfrage, ob die Achse das Steuerzeichen „R“ sendet: JA: 230, NEIN: 229
228	229	Schleife	Diese Programmschleife beenden und eine neue Programmschleife beginnen
231	232	Hardwarekonfiguration	Setzen der Bewegungsgeschwindigkeit: Langsamer Modus: 100 Inc/s, entspricht: $v = 50 \frac{\mu\text{m}}{\text{s}}$
230	231	Schleife	Diese Programmschleife beenden und eine neue Programmschleife beginnen
233	234	Parameteränderung	Autostopp bei vorhandener Signatur: EIN
232	233	Schleife	Diese Programmschleife beenden und eine neue Programmschleife beginnen
235	236	Positionierung	Positionierung der Linearachse: 4000 Inkremente, entspricht 2000 μm (Fall A), –4000 Inkremente, entspricht –2000 μm (Fall B)
234	235	Schleife	Diese Programmschleife beenden und eine neue Programmschleife beginnen
237	18, 237	Abfrage	Abfrage, ob eine Weißlichtsignatur in der ROI detektierbar ist, JA: Motorstopp und 18, NEIN: 237
236	237	Schleife	Diese Programmschleife beenden und eine neue Programmschleife beginnen
18	20, 11	Abfrage	Wurden o -Gesamtmessungen durchgeführt? ($\text{Messindex3} = o$)? JA: 20 $\text{Messindex3} = 1$, NEIN: 11 $\text{Messindex3} + 1$
20	21	Parameteränderung	Autostopp bei vorhandener Signatur: AUS
21	0	Speichern	Mittelwertbildung und Abspeichern aller Messpunkte in einer Datei Ende der Programmschleife

C.5 Ergänzende Messdaten zur Kavitätslängenmessung

Dieser Abschnitt enthält ergänzende Messdaten zur in Kapitel 4 beschriebenen optischen Kavitätslängenmessung. Tabelle C.3 stellt die Messergebnisse der Messreihen im Labor bei Verwendung der LED-Lichtquelle mit $\lambda_m = 829,2 \text{ nm}$ dar. Abbildung C.2 zeigt die Temperaturbedingungen während der Messung im Labor exemplarisch für die aufgenommene Messreihe Nr.8 und für die gesamte Messung mit der LED bei $\lambda_m = 829,2 \text{ nm}$ (ϑ). Die Messreihen sind auf drei Werktage aufgeteilt worden. Die Messungen mit der Lichtquelle bei $\lambda_m = 541,4 \text{ nm}$ in der NPM liegen in Tabelle C.4 vor.

Tabelle C.3: Messergebnisse der Kavitätslängenmessung im Labor mit $\lambda_m = 829,2 \text{ nm}$, ergänzend zu Abbildung 4.6.2 auf Seite 108

Messreihe	Kavitätslänge l_{Kav} bei ϑ	s	u	$U, k = 3,$ $P = 99 \%$
Messreihe Nr.1	9916,048 μm	0,066 μm	0,021 μm	0,063 μm
Messreihe Nr.2	9916,036 μm	0,093 μm	0,029 μm	0,088 μm
Messreihe Nr.3	9915,969 μm	0,083 μm	0,026 μm	0,080 μm
Messreihe Nr.4	9915,912 μm	0,098 μm	0,031 μm	0,092 μm
Messreihe Nr.5	9915,899 μm	0,079 μm	0,025 μm	0,074 μm
Messreihe Nr.6	9915,907 μm	0,093 μm	0,029 μm	0,089 μm
Messreihe Nr.7	9915,838 μm	0,055 μm	0,018 μm	0,055 μm
Messreihe Nr.8	9915,809 μm	0,100 μm	0,032 μm	0,096 μm
Messreihe Nr.9	9915,794 μm	0,085 μm	0,027 μm	0,079 μm
Messreihe Nr.10	9915,858 μm	0,079 μm	0,025 μm	0,075 μm

Abbildung C.2: Raumtemperatur bei der Kavitätslängenmessung bei 829,2 nm unter einfachen Laborbedingungen: a) Einzelmessungen der Messreihe Nr.8, b) Ergebnis über alle Messreihen (ϑ)

C.6 Aufbau der Glaskavität

Abbildung C.3 zeigt die Konstruktion der Glaskavität mit Aufnahmerahmen.

Tabelle C.4: Messreihen der Kavitätslängenmessung in der NPM mit $\lambda_m = 541,4 \text{ nm}$, chronologisch geordnet, erstellt aus den grünen Kurvenverläufen in Abbildung 4.24a, Datum und Uhrzeit zum Zeitpunkt des Endes

Messreihe	Kavitätslänge l_{Kav} bei $\vartheta_0 = 20^\circ \text{C}$	$U, k = 3,$ $P = 99 \%$	Datum	Uhrzeit	y-Pos in μm	z-Pos in μm
Messreihe Nr.5	9916,855 μm	0,0496 μm	08.02.2017	15:47 Uhr	17500	2000
Messreihe Nr.2	9916,844 μm	0,0334 μm	08.02.2017	19:36 Uhr	17000	2000
Messreihe Nr.9	9916,852 μm	0,0323 μm	09.02.2017	12:59 Uhr	18000	2000
Messreihe Nr.8	9916,863 μm	0,0453 μm	09.02.2017	18:04 Uhr	18000	1500
Messreihe Nr.1	9916,765 μm	0,0255 μm	10.02.2017	11:49 Uhr	17000	1500
Messreihe Nr.3	9916,821 μm	0,0274 μm	10.02.2017	16:16 Uhr	17000	2500
Messreihe Nr.10	9916,849 μm	0,0244 μm	10.02.2017	20:48 Uhr	18000	2500
Messreihe Nr.7	9916,785 μm	0,0361 μm	13.02.2017	11:48 Uhr	17500	2500
Messreihe Nr.4	9916,824 μm	0,0274 μm	13.02.2017	16:44 Uhr	17500	1500
Messreihe Nr.6	9916,822 μm	0,0225 μm	13.02.2017	21:09 Uhr	17500	2000

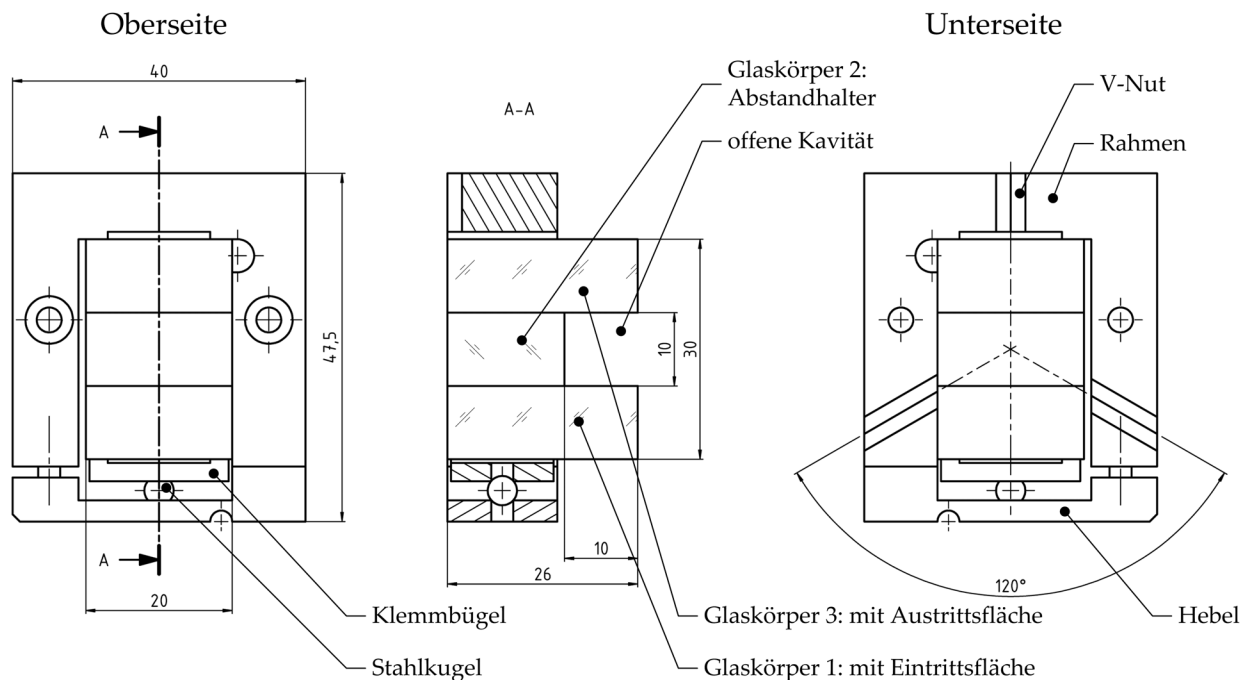


Abbildung C.3: Aufbau und Aufnahme der Glaskavität